



This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

- + *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
- + *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
- + *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
- + *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at <http://books.google.com/>



Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

- + *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.
- + *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.
- + *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.
- + *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter <http://books.google.com> durchsuchen.



800043552P

G. H. B. 10.

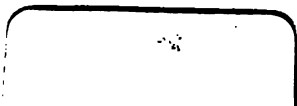


E. BIBL. RADCL

~~*John Smith*~~

W. J. C.

1964 e. 176
2





OXFORD MUSEUM.

LIBRARY AND READING-ROOM.

THIS Book belongs to the "Student's
Library."

It may not be removed from the
Reading Room without permission
of the Librarian.





Holzstiche
aus dem xylographischen Atelier
von Friedrich Vieweg und Sohn
in Braunschweig.

P a p i e r
aus der mechanischen Papier-Fabrik
der Gebrüder Vieweg zu Wendhausen
bei Braunschweig.

III IIIII

ALVANISMUS

ELEKTROMAGNETISMUS

LEONHARD WILHELM

ZWEITER BAND.

BRUCH DER KURZEN ELEKTRODYNAMISCHEN MAGNETIS-
MUS-LEHRE UND DER MESSEKUNST.

ZWEITE

UND ERWEITERTE AUFLAGE

MIT ZAHREICHEN HOLZSCHNITTEN

BRAUNSCHWEIG.

DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.

1873.



DIE LEHRE

VON DEN

W I R K U N G E N

DES

GALVANISCHEN STROMES

IN

D I E F E R N E.

VON

GUSTAV WIEDEMANN.

Z W E I T E

NEU BEARBEITETE UND VERMEHRTE AUFLAGE.

ERSTE ABTHEILUNG:

ELEKTRODYNAMIK, ELEKTROMAGNETISMUS
UND DIAMAGNETISMUS.

MIT IN DEN TEXT EINGEDRUCKTEN HOLZSTICHEN.

BRAUNSCHWEIG,

DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.

1873.

Die Fertigkeiten einer Zeichnung in französischer und englischer Sprache
sowie in anderen modernen Sprachen wird gelehrt.

I.

ELEKTRODYNAMIK.



Erstes Capitel.

Anziehung und Abstossung galvanischer Ströme.

I. Allgemeine experimentelle Resultate.

Ausser den Wirkungen, welche der galvanische Strom unmittelbar in den von ihm durchflossenen Leitern ausübt, äussert derselbe auch noch besondere Wirkungen in die Ferne hin. Unter denselben tritt zunächst eine Anziehung und Abstossung der vom Strom durchflossenen Leiter hervor. — Die Darstellung dieser Erscheinungen in allen ihren Beziehungen umfasst das mit dem Namen der Elektrodynamik belegte Gebiet der galvanischen Electricitätslehre.

Um die Anziehung und Abstossung der Stromleiter zu zeigen, bedient man sich des folgenden, in seinen Haupttheilen zuerst von Ampère angegebenen Apparates ¹⁾.

Auf einem Brett (Fig. 1 a. f. S.) sind dicht neben einander zwei Ständer v und t von Messing aufgestellt, welche unten Klemmschrauben zur Befestigung der Leitungsdräthe tragen. Am Ende der horizontalen Arme der Ständer sind kleine Näpfchen x und y von Stahl eingesetzt, welche mit Quecksilber gefüllt werden. In diese werden die in Stahlspitzen endigenden Endpunkte verschiedenartig gebogener Kupfer- oder Messingdräthe oder noch besser, der grösseren Leichtigkeit wegen, Aluminiumdräthe u. s. f. eingesetzt.

Man leitet den Strom der Säule erst durch einen Gyrotropen, dann durch die beiden Ständer v und t zu den eingehängten Dräthen.

¹⁾ Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 59 u. 170. 1820*; T. XVIII, p. 88 u. 313. 1821*; T. XXVI, p. 390. 1824*; Recueil d'observations électrodynamiques. 1822*. Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 113. 127*. Mémoire sur la théorie mathématique des phénomènes électrodynamiques. Mémoires de l'Académie de Paris. T. VI. 1823*. — Vgl. auch Démonferrand, Handbuch der dynamischen Electricität, deutsch von Fechner, Leipzig 1824*.

Hängt man zuerst einen Drath h , wie Fig. 2, in die Näpfe x und y ein, welcher so gebogen ist, dass der Strom denselben in der Richtung

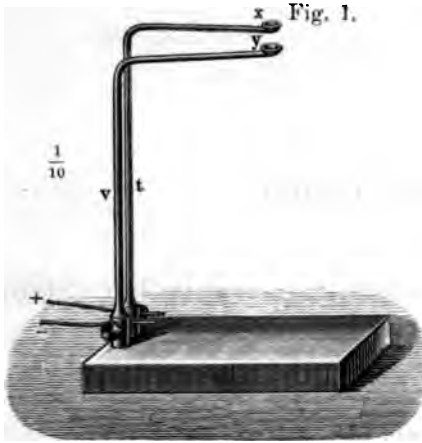
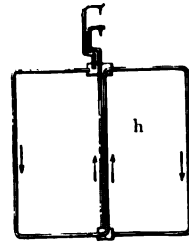


Fig. 1.

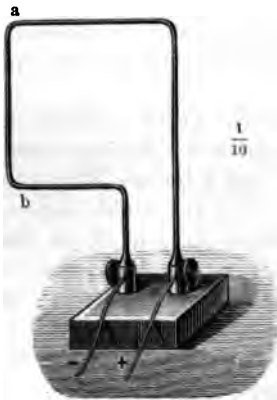
Fig. 2.



der Pfeile durchfließt, wenn der obere Napf x durch den Ständer t mit dem positiven, Napf y durch Ständer v mit dem negativen Pol der Säule verbunden ist, so richtet sich derselbe durch äussere Einflüsse in keiner Weise. Er ist astatisch.

Nähert man nun der einen oder anderen verticalen Seite des Leiters h einen verticalen, auf einem Brette befestigten Drath ab , Fig. 3, durch den vermittelst Klemmschrauben ein Strom

Fig. 3.

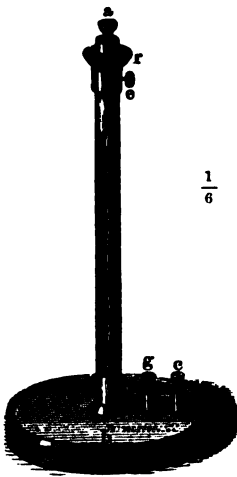


z.B. von oben nach unten von a nach b geleitet wird, so bewegt sich der Leiter h zu diesem Drathe hin. Durchfließt der Strom den Drath ab in entgegengesetzter Richtung, so dass er ihn von unten nach oben durchströmt, also daselbst den in den Seiten des Leiters h fließenden Strömen entgegengesetzt gerichtet ist, so entfernt sich der Leiter h von dem Drathe ab . — Kehrt man die Richtung des Stromes im Drathe h um, so tritt gerade das entgegengesetzte Verhalten ein. Sind demnach in zwei parallelen Leitern zwei gleichgerichtete Ströme vorhanden, so ziehen sich dieselben an; sind die Ströme entgegengesetzt gerichtet, so stoßen sie einander ab.

Mit wachsender Intensität des Stromes in dem einen oder anderen oder in beiden Leitern nehmen die Anziehungs- und Abstossungserscheinungen an Stärke zu. Entfernt man die Leiter weiter von einander, so vermindert sich die wechselseitige Einwirkung derselben.

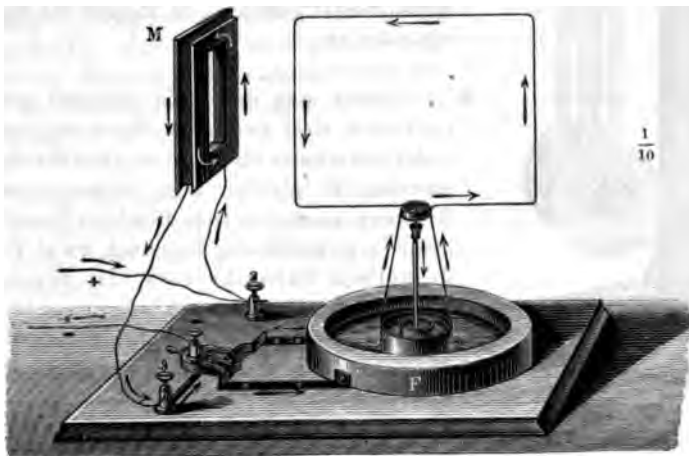
Es ist bei diesen Versuchen wesentlich, dass die Ständer, durch welche die Ströme zu den frei aufgehängten Dräthen geführt werden, möglichst nahe bei einander stehen, damit die elektrodynamischen Wirkungen der auf- und absteigenden Ströme sich in ihnen möglichst aufheben. — Bei dem beschriebenen Stativ kann man die aufgehängten Leiter nicht ganz im Kreise herumführen. Dies ist indess bei einem recht zweckmässigen, von Sturgeon¹⁾ angegebenen Stativ der Fall.

Fig. 4.

 $\frac{1}{6}$

Dasselbe besteht im Wesentlichen aus einem auf einem Brett befestigten verticalen Metallstabe *ab* (Fig. 4), der oben ein Quecksilbernäpfchen *a* trägt, unten mit der Klemmschraube *c* verbunden ist. Concentrisch zu dem Stabe, aber isolirt von demselben ist ein Metallrohr *ef* auf dem Stativ befestigt, welches unten mit der Klemmschraube *g* verbunden ist. An demselben verschiebt sich eine kreisförmige Rinne *r* von Metall, die mit Quecksilber gefüllt wird. Die Leiter werden mit ihrem einen Ende in das Näpfchen *a* eingehängt. Ihr anderes Ende taucht in die Rinne *r*. Unten sind sie so ausgebogen, dass sie das Rohr *ef* nicht berühren. Da bei diesem Apparat die in die Rinne *r* tauchende Spitze der Leiter excentrisch im Quecksilber läuft, erleidet sie eine grössere Reibung als bei dem zuerst beschriebenen Apparate, der deshalb in den meisten Fällen vorzuziehen ist.

Fig. 5.

 $\frac{1}{10}$

¹⁾ Sturgeon, Ann. of Electr. T. VIII, p. 337. Mai 1842.

Eine sehr zweckmässige ähnliche Aufstellung ist von Bertin ¹⁾ angegeben worden (Fig. 5, a. v. S.). Die Bügel schweben einerseits auf einer Spitze, die auf einem Metallstativ ruht, andererseits tragen sie einen Metallring, der in ein mit Flüssigkeit (Wasser mit $\frac{1}{5}$ Schwefelsäure und $\frac{1}{5}$ Salpetersäure) gefülltes ringförmiges Metallgefäss F taucht. Letzteres, sowie das den Bügel tragende Stativ ist durch einen Commutator mit den Polen der Säule verbunden. In den Schliessungskreis derselben kann man durch die Klemmen 2 und 3 noch die Leiter einfügen, welche auf den schwebenden Bügel wirken sollen. Bedient man sich dabei statt eines einfachen Drathvierecks eines mit mehreren Windungen von übersponnenem Drath umwundenen Rahmens M ,

Fig. 6.



so wächst bei gleichbleibender Stromintensität die Wirkung, da nun jede Windung von M auf den beweglichen Leiter wirkt.

Die Anziehungs- und Abstossungserscheinungen der Leiter lassen sich nach Buff auch auf eine andere Weise sehr gut darlegen.

Man hängt zwei spiralförmig aufgewundene Streifen von Kupferblech (Fig. 6), deren Windungen durch ein zwischengelegtes Seidenband von einander isolirt sind, an ihren freigelassenen, etwa 1 Meter langen Enden parallel neben einander auf. Leitet man durch beide Spiralen Ströme in gleicher Richtung, so zieht jede Windung der ersten Spirale jede Windung der zweiten an, und die Spiralen nähern sich einander. Sind die Ströme entgegengesetzt gerichtet, so stossen die Spiralen einander ab.

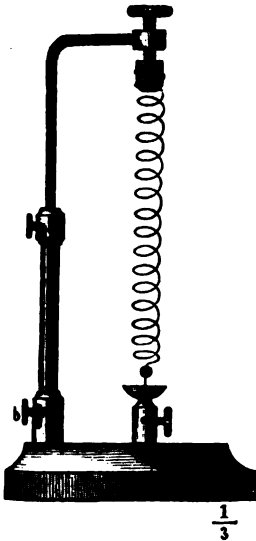
- 3 Leitete man durch die einander genähernten Leiter, statt zweier verschiedener, von einander getrennter Ströme, denselben Strom nach einander in gleicher oder entgegengesetzter Richtung, so zeigen sich dieselben Erscheinungen. Es folgt daraus, dass auch zwei Theile desselben Stromkreises, in denen der Strom gleichgerichtet ist, einander anziehen, und zwei Theile, in denen er entgegengesetzt gerichtet ist, einander abstossen.

Den ersten Theil dieses letzteren Gesetzes

¹⁾ Bertin, Opuscules de physique. Mém. de la Société des sciences naturelles de Strasbourg. T. V et VI. 1865*.

kann man auch durch den Apparat Fig. 7 nachweisen. — An einem Stativ von Messing, welches bei *b* eine Klemmschraube trägt, hängt eine

Fig. 7.

 $\frac{1}{3}$

Spirale von dünnem und etwas hartem Messingdrath, deren Windungen nahe an einander liegen. Unterhalb ist die Spirale durch ein kleines, an ihr Ende gelöthetes Gewicht gespannt erhalten, welches in einer Stahl- oder Platinspitze endet. Diese Spitze taucht in ein mit Quecksilber gefülltes Nöpfchen so ein, dass es die Oberfläche des Quecksilbers gerade berührt. Verbindet man die Klemmschraube bei *b* und das Quecksilber mit den Polen der Säule, so durchfliesst der Strom alle Windungen der Spirale in gleicher Richtung. Dieselben ziehen sich gegenseitig an, die Spirale verkürzt sich und die Spitze hebt sich aus dem Quecksilber. Der Strom ist unterbrochen, es hört der Grund der Anziehung der einzelnen Windungen der Spirale auf; dieselbe dehnt sich wieder aus, ihre Spitze taucht in das Quecksilber, und die Contraction der Spirale beginnt von Neuem. So geräth dieselbe in regelmässige verticale Schwingungen ¹⁾.

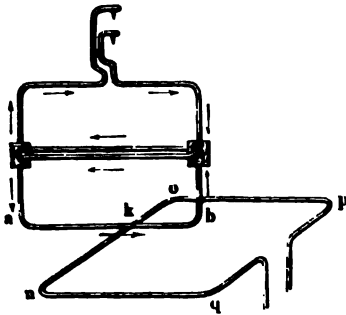
Diese elektrodynamische Anziehung der Spiralswindungen scheint das eigenthümliche Geräusch zu verursachen, welches man zuweilen hört, wenn man durch eine Spirale einen unterbrochenen Strom leitet. Indem sich die einzelnen Windungen abwechselnd anziehen und wieder in ihre Gleichgewichtslage zurückkehren, können sie wohl in Tonschwingungen gerathen. Entsprechend ertönt ein Geräusch, wenn man durch die beiden Dräthe einer aus zwei parallelen Dräthen gewickelten Spirale in gleicher Richtung einen intermittirenden Strom leitet, nicht aber, wenn die Richtung des Stromes in beiden Windungsreihen entgegengesetzt ist ²⁾.

Ebenso wie parallele Leiter, welche von Strömen durchflossen werden, zeigen auch derartige Leiter, welche einen kleineren oder grösseren Winkel mit einander bilden, die Anziehungs- und Abstossungserscheinungen. 4

Hängt man an das Fig. 1 gezeichnete Stativ einen Leiter, wie in Fig. 8 (a. f. S.), und bringt unter denselben einen zweiten vom Strom durchflossenen Drath *ponq*, so dreht sich der aufgehängte Leiter so

¹⁾ Roget, Darstellung des Elektromagnetismus, deutsch v. Kottenkamp, S. 136 u. 137; Pogg. Ann. Bd. XXXVI, S. 550. 1835°. — ²⁾ Buff, Pogg. Ann. Bd. CXXIV, S. 85. 1865°.

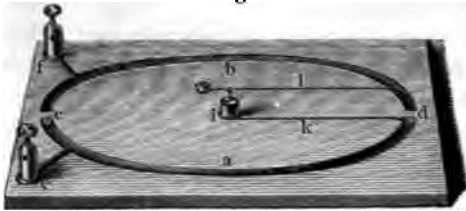
herum, dass seine Seite ab mit der Richtung von no parallel steht, wenn in ab und no die Ströme in den Richtungen von a nach b und n nach o fließen. Bezeichnen wir die Kreuzungsstelle beider Leiter, in welcher eine verticale Linie beide schneidet, mit k , so fließen in diesem Falle in beiden Leitern die Ströme von a und n zur Kreuzungsstelle k hin und von derselben fort nach b und o . Ist die Richtung der Ströme in einem der beiden Leiter entgegengesetzt, so stellen sich dieselben so, dass wiederum in beiden Leitern der Strom gleiche Richtung hat.



Also auch zwei gekreuzte Leiter ziehen sich an, wenn in beiden der Strom zu der Kreuzungsstelle hin oder von derselben fort fließt; sie stoßen sich ab, wenn in einem derselben der Strom zur Kreuzungsstelle hin, im anderen von der Kreuzungsstelle fort fließt.

5 Dasselbe Resultat lässt sich auf folgende Weise gleichfalls zeigen:

Fig. 9.

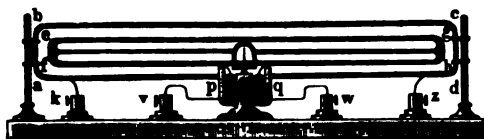


In ein viereckiges Brett, Fig. 9, sind zwei halbkreisförmige Rinnen a und b eingegraben, welche bei c und d durch Holzwände von einander getrennt sind und mit Quecksilber gefüllt werden. In dieselben tauchen zwei von den

Klemmschrauben e und f kommende Eisen- oder Platindräthe. In dem Centrum des aus a und b bestehenden Kreises ist ein niedriges Metalllager befestigt, um dessen Fuss sich ein Drath k drehen lässt, dessen Ende in die Rinne a taucht. Das Lager i trägt oben einen kleinen stählernen Napf voll Quecksilber, in welchem auf einer Stahlspitze der Drath l leicht beweglich schwebt. Derselbe taucht mit seinem einen Ende in die Rinne b , sein anderes kürzeres Ende ist durch ein Gegengewicht äquilibrirt. — Verbindet man die Klemmen f und e mit den Polen der Säule und dreht die Dräthe k und l so, dass sie in einer gegen einander geneigten Stellung in die Rinnen tauchen, so fließt der Strom durch beide Dräthe in entgegengesetzter Richtung, und Drath l dreht sich von Drath k fort. Sollte das Quecksilber nicht ganz rein und deshalb zu zähe sein, um eine leichte Drehung des Bügels zu gestatten, so kann man seine Oberfläche durch Antröpfeln einer Spur von Salpetersäure reinigen.

Leitet man einen Strom durch einen in etwa 10 Windungen um einen Rahmen gewundenen Kupferdrath $a b c d$, Fig. 10, vermittelt der an seinen Enden befestigten Klemmen k und s , und hängt

Fig. 10.



in den Rahmen einen auf einer Stahlspitze schwebenden, etwas kleineren Rahmen hinein, der gleichfalls mit Draht umwunden ist, dessen Enden in zwei halbkreisförmige und mit

Quecksilber gefüllte Rinnen p und q eintauchen, so kann man diese Anziehungs- und Abstossungserscheinungen der gekreuzten Ströme gleichfalls zeigen, wenn man die Rinnen p und q mittelst der Klemmschrauben v und w mit den Polen einer zweiten Säule verbindet¹⁾.

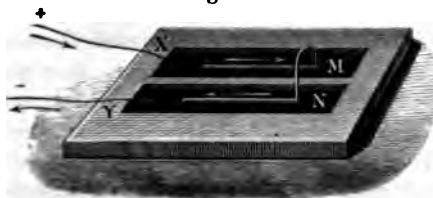
Die Abstossung der beiden Dräthe des Apparates (Fig. 9) wird auch **6** noch stattfinden, wenn sie in einem grösseren Winkel gegen einander geneigt sind, nur wird sie kleiner werden, da sich die einzelnen Theile der Dräthe weiter von einander entfernt haben. — Selbst wenn der Winkel zwischen beiden Dräthen ein stumpfer geworden ist, findet die Abstossung noch statt, und es tritt erst ein Gleichgewicht ein, wenn der bewegliche Draht l mit Draht k einen Winkel von 180° bildet, also mit ihm in einer geraden Linie liegt. Dann geht der Strom in gerader Richtung durch k und l , und beide Dräthe stellen gewissermaassen zwei auf einander folgende Theile desselben geradlinigen Leiters dar.

Es fragt sich, ob nicht auch noch in dieser Lage eine Abstossung der Dräthe stattfindet.

Man hat versucht, diese Frage durch folgenden Versuch bejahend zu beantworten:

In ein rechteckiges Brett (Fig. 11) sind zwei parallele Rinnen M und N eingeschnitten, welche mit Quecksilber gefüllt werden. In das eine Ende der Rinnen tauchen zwei Eisendräthe X und Y , welche mit den Polen einer galvanischen Säule (2 bis 3 Grove'schen Elementen) verbunden sind.

Fig. 11.



Ein Bügel von Eisenblech ist überall mit Siegelack stark lackirt, nur an den Enden seiner horizontalen Dräthe mit

blanker metallischer Oberfläche versehen. Legt man diesen Bügel mit seinen horizontalen Armen auf das Quecksilber in den Rinnen M und N an dem den Leitungsdräthen zunächst liegenden Ende, so schwimmt

¹⁾ Garthe, Müller's Physik [5] Bd. II, S. 344*.

der Bügel nach dem anderen Ende der Rinnen. Der Strom fliesst jetzt von dem Quecksilber der Rinnen in gerader Richtung in die horizontalen Arme des Bügels ein, so dass diese eine gerade Fortsetzung der Stromleitung im Quecksilber bilden ¹⁾).

Es sollen sich hiernach die auf einander folgenden Theile eines vom Strom durchflossenen geradlinigen Leiters abstossen.

Diese vermeintliche Abstossung zeigte sich auch bei einem Versuch von Faraday ²⁾. Er hängte an die eine Seite eines Wagebalkens einen 2 Zoll langen kupfernen Bügel, von dessen Enden zwei amalgamirte Kupferdräthe in Quecksilbernäpfe hineinhiengen, und der durch Gegengewichte äquilibrirt war. So wie die Leitungsdräthe einer Säule in jene Näpfe eingetaucht wurden, hob sich der Bügel über einen Zoll hoch und sank beim Oeffnen des Stromes wieder herab.

Sehr bedeutend war diese Abstossung bei einem Versuche von Lenz, als er die Schliessung einer grösseren Batterie von 12 Wollaston'schen Elementen von je 3 Quadratfuss Oberfläche durch 13 $\frac{1}{2}$ Gramm schwere Kupferbügel herstellte, welche mit ihren Enden in Quecksilbernäpfe eintauchten. Bei Vollendung der Schliessung sprangen die Bügel aus den Quecksilbernäpfen heraus ³⁾.

Auch das Zerreißen eines vom Strom durchflossenen und geschmolzenen Platindrathes könnte zum Theil auf diese Abstossung der auf einander folgenden Theile des Leiters zurückgeführt werden.

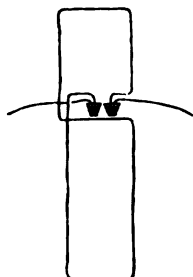
In einer andern Art beobachtete Davy ⁴⁾ diese Abstossung. Er führte von unten durch den Boden einer Schale in dieselbe zwei Leitungsdräthe, welche bis auf ihre flach gefeilten und polirten Endflächen mit Siegelack bestrichen waren. Bei anderen Versuchen wurden diese Dräthe durch beiderseits offene Glasröhren ersetzt, welche mit Quecksilber gefüllt waren, und in welche ausserhalb der Schale die Leitungsdräthe der Säule eingesenkt werden konnten. In die Schale wurde so viel Quecksilber gegossen, dass es etwa eine Linie über den Endflächen der Dräthe oder Glasröhren stand. Sowie ein starker Strom durch die Leitungsdräthe oder Glasröhren in das Quecksilber geleitet wurde, hob sich das letztere über den Endflächen derselben kegelförmig in die Höhe und floss von da nach allen Seiten ab. Wurde der Oberfläche des Quecksilbers ein Magnetpol, gleichviel ein Nord- oder Südpol genähert, so senkten sich die Kegel oder verwandelten sich sogar in Vertiefungen von 6 Linien, indem nun das Quecksilber in eine elektromagnetische Rotation um die Endflächen der

¹⁾ Ampère et de la Rive, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 420, T. XXI, p. 46. 1822* u. l. c. — ²⁾ Faraday, Quarterly Journal of Science Vol. XII, p. 416. Gilb. Ann. Bd. LXXII, S. 127. 1822*. — ³⁾ Lenz, Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 461-1839*. — ⁴⁾ Davy, Phil. Trans. 1823, p. 153*; Ann. de Chim. et de Phys. T. XXV, p. 67*.

Leitungsdräthe versetzt wurde und so von denselben vermöge der Centrifugalkraft floh¹⁾ (s. weiter unten). Geschmolzenes Zinn an Stelle des Quecksilbers zeigte dieselben Resultate.

Die Beweiskraft der §. 6 beschriebenen Versuche, welche eine Ab-⁷stossung der auf einander folgenden Stromestheile nachweisen sollten, ist vielfach in Zweifel gezogen worden. — Meist schrieb man zunächst das Gelingen des Versuchs von Ampère der Wechselwirkung der in den Quecksilberrinnen des betreffenden Apparates fließenden Stromestheile auf den gegen die Längsrichtung der Rinnen normalen Theil des in ihnen schwimmenden Bügels zu; wie auch neuerlich Croll²⁾. Dieser Einfluss würde sich leicht durch Verlängerung der in den Rinnen schwimmenden, ihnen parallelen Arme des Bügels vermeiden lassen. Auch haben Logeman und van Breda³⁾ durch einen directen Versuch gezeigt, dass diese Ursache keine so kräftigen Wirkungen wie die Abstossung des Bügels hervorrufen kann. Sie liessen über den horizontalen, in entgegengesetzter Richtung vom Strom durchflossenen Quecksilberrinnen des Ampère'schen Apparates einen in sich geschlossenen viereckigen Leiter Fig. 12 auf zwei in Quecksilbernäpfe tauchenden Stahlspitzen so schweben, dass sein unterer horizontaler Theil senkrecht

Fig. 12.



gegen die Längsausdehnung der Rinnen stand. Der Leiter war so gebogen, dass bei Verbindung der Quecksilbernäpfe mit den Polen der Säule der Einfluss des Erdmagnetismus auf denselben eliminirt war. Selbst wenn der Abstand der Quecksilberrinnen von dem Leiter viel kleiner war, als der Abstand des horizontalen Theiles des Bügels des Ampère'schen Apparates von denselben, war keine Bewegung desselben wahrzunehmen.

Forbes hat den Ampère'schen Versuch in anderer Form mit negativem Resultat angestellt. Er befestigt an dem einen Ende des horizontalen Armes einer Drehwaage einen hufeisenförmig gebogenen Drath, dessen Enden gegen die Enden zweier anderer gerader Dräthe stossen, welche mit den Polen einer Säule verbunden sind. Auch bei Einschaltung einer Spirale in den Schliessungskreis des Stromes bemerkte er statt einer Abstossung eine Anziehung. Indess können bei diesem Versuche Adhäsionserscheinungen und dergleichen wohl das negative Resultat erklären. Liegen die Enden des Bügels sehr lose an den festen Dräthen an, so erhält man im Gegentheil stets eine Abstossung, und zwar nicht nur in

¹⁾ Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 3. 1849*. — ²⁾ Croll, Phil. Mag. [4] Vol. XXI, p. 247. 1861*; Forbes, Phil. Mag. [4] Vol. XXI, p. 81. 1861*; Tait, Phil. Mag. [4] Vol. XXI, p. 319. 1863*. — ³⁾ Van Breda (und Logeman), Phil. Mag. [4] Vol. XXIII, p. 140. 1862*.

Folge der Ampère'schen elektrodynamischen Abstossung, sondern auch in Folge der Erhitzung und Funkenbildung an der Contactstelle.

Bei den §. 6 beschriebenen Versuchen fliessen indess durchaus nicht nur die Ströme an den Contactstellen der einander berührenden Leiter in einer auf derselben normalen Richtung, sondern verlaufen in dem einen oder anderen der beiden Leiter in allerlei seitlichen Richtungen, so dass auch diese Stromestheile die Abstossung bedingen können. Sucht man die Stromesbahnen möglichst gerade zu machen, indem man z. B. bei dem Versuche von Faraday den kupfernen Bügel durch ein mit Quecksilber gefülltes \cap förmiges Rohr mit etwa 2^{dec}m langen und 5^{mm} weiten Schenkeln ersetzt, welches an einer Wage hängt und unten in zwei nur wenig weitere, mit Quecksilber gefüllte Glasröhren eintaucht, deren Boden mit den Polen einer Säure verbunden sind, so erhält man nur sehr wenig sichere Resultate. So ist jedenfalls vom experimentellen Standpunkte aus die Beweiskraft dieses Ampère'schen Versuches sehr zweifelhaft.

8 Aus den §. 1 bis 6 beschriebenen Grundphänomenen der Elektrodynamik lassen sich noch einige interessante Folgerungen unmittelbar ableiten:

Es fliesse ein Strom durch einen langen horizontalen Drath ab , Fig. 13, in der Richtung von a nach b . In gleicher Ebene mit ab befinde

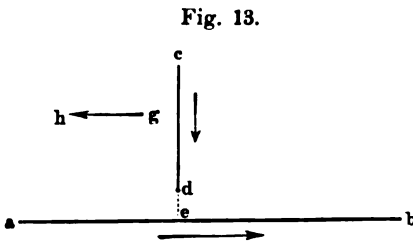


Fig. 13.

sich ein geradliniger und auf ab senkrechter Leiter cd , in welchem gleichfalls ein Strom, z. B. in der Richtung von c nach d fließen möge. Die Verlängerung des Leiters cd mag ab in e schneiden.

In den Leitern aeb und cd fließt der Strom von a und c zur Kreuzungsstelle e hin; es findet also eine Anziehung von cd nach der Seite a des Leiters aeb statt. Dagegen fließt in cd der Strom gegen e hin, in aeb aber von e nach b fort, so dass von der Seite eb eine Abstossung auf den Leiter dc ausgeübt wird. Ist ab unendlich lang, so ist die Anziehung der Abstossung gleich. — Ist cd nur in seiner eigenen Richtung von c nach d beweglich, so hebt sich die Anziehung und Abstossung auf. Drath cd bleibt in Ruhe. Ist aber der Drath cd sich selbst parallel verschiebbar, so wird er sich in Folge der auf ihn einwirkenden Kräfte in der Richtung des Pfeiles von g nach h bewegen.

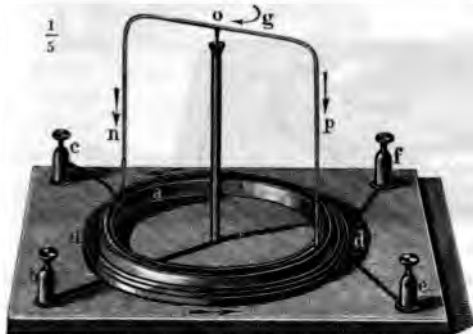
Ist der Drath ab zu einem horizontalen Kreise gebogen, und kann der vertical gestellte Drath cd über diesem Kreise nur um eine durch seinen Mittelpunkt gehende, verticale Axe sich drehen, so wird er in der Richtung von b nach a durch e hin rotiren.

Fließt einer der beiden, durch *ab* oder *cd* geleiteten Ströme in entgegengesetzter Richtung, so findet auch die Rotation in entgegengesetztem Sinne statt.

Diese Rotation lässt sich in folgender Weise zeigen ¹⁾:

Auf einem Brett (Fig. 14) ist eine kreisförmige Rinne *aa* von Holz befestigt. Diese Rinne wird mit Quecksilber gefüllt, und letzteres durch

Fig. 14.



einen Drath mit der Klemmschraube *c* verbunden. In der Mitte der Rinne steht ein verticaler Metallstab, der unterhalb mit der Klemmschraube *b* in Verbindung steht, oberhalb aber ein kleines polirtes Näpfchen von Stahl trägt, welches mit Quecksilber gefüllt wird. In diesem Näpfchen schwebt der kupferne Bügel *nop*, an dessen unteren Enden Platinspitzen angelöthet sind, die in die Rinne *aa* eintauchen.

Legt man um die Rinne eine aus einem Kupferblechstreifen gewundene Spirale *dd*, deren Windungen durch ein Seidenband von einander isolirt sind, und leitet durch diese Spirale mittelst der Klemmschrauben *e* und *f*, sowie durch den Bügel *nop* mittelst der Klemmschrauben *b* und *c* einen Strom in der einen oder anderen Richtung, so rotirt der Bügel. (Bei der in der Figur gezeichneten Richtung der Ströme in der Richtung des Pfeiles *g*.)

Man kann den Bügel hierbei mit längeren verticalen Armen versehen, gegen welche dann die Anziehungen und Abstossungen ausgeübt werden, wie in der Figur, oder auch nur die verticalen Arme ganz kurz nehmen, so dass dann die Wirkung des Stromes in der Spirale namentlich auf den horizontalen Theil des Bügels stattfindet.

Statt durch den Bügel einen Strom eines besonderen Elementes zu ¹⁰ leiten, kann man auch die Rinne, in welche seine unteren Enden eintauchen, aus Zinkblech verfertigen und den im Centrum der Rinne stehenden Metallstab durch einen an beide gelötheten Kupferdrath mit ihr verbinden. An den Bügel selbst löthet man unten einen horizontalen Kupfering, welcher in die Rinne hineinhängt. Füllt man letztere mit saurem Wasser oder Kochsalzlösung, so stellt der Bügel selbst mit der Rinne ein Element dar, in welchem der Strom im Bügel von unten nach

¹⁾ Ampère, l. c. Vgl. auch Savary, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXII, p. 91. 1823 u. Ampère, Théorie, p. 219°.

oben fließt. Nimmt man die Rinne von Kupfer, den Ring am Bügel von Zink, so geht der Strom in entgegengesetzter Richtung.

- 11 Eine fernere, auf denselben Principien beruhende Rotation ist die folgende.

Man ersetzt den Bügel nop des Apparates Fig. 14 (a. v. S.) durch einen ganz flachen Bügel, Fig. 15. Leitet man vermittelst der Klemmschrauben

Fig. 15.



b und c einen Strom durch den Bügel von der Mitte o nach beiden Seiten n und p , und nähert dem Apparat einen horizontalen, gleichfalls vom Strom durchflossenen Drath ik , so rotirt der Bügel. Ist die Richtung des Bügels nämlich zuerst senkrecht gegen ik , so wirkt der in ik fließende Strom am stärksten auf den Strom in dem ihm zunächst liegenden Arm des Bügels, welcher sich so dreht, dass er zuletzt dem Drath ik parallel steht. In dieser Lage wird nun der Arm op von ik angezogen, der Arm on abgestossen; Arm op stellt sich senkrecht auf ik , um wieder in der Richtung des Pfeiles g seine Rotation fortzusetzen.

Man kann diese Rotation noch in einer anderen Art herstellen¹⁾. Man verbindet die Pole einer Säule mit einer mit verdünnter Säure gefüllten metallenen Rinne a , Fig. 16, und einem in der Mitte derselben befindlichen Metallstab b , der oben einen Quecksilbernapf c trägt. Auf diesen stellt man den Leiter $d f g h$. Derselbe besteht aus einem Metallring $f g h$, welcher bei f durch einen nichtleitenden Körper, z. B. ein Stück Glas oder Elfenbein, unterbrochen ist, und dem ihn tragenden Bügel $f d g$, der zwischen d und g aus einem Glasstab, zwischen d und f aus einem Drath gebildet ist. Der Ring $f g h$ taucht in das saure Wasser der Rinne a . Der bei c in den Leiter $d f g h$ eintretende positive oder negative Strom fließt durch $d f$ und dann durch den Ring $f g h$. Von den einzelnen Punkten desselben h fließt dann der Strom in radialer Richtung kl durch die Säure zur Rinne a . Es entsteht auf diese Weise eine Abstossung zwischen den Stromestheilen $f k$ und kl , welche im Ringe $f g h$ zu den einzelnen Punkten h hin, und von diesen durch die Säure der Rinne fort fließen; eine Anziehung zwischen letzteren und den im Ringe über die betreffenden Punkte hinausfließenden Stromestheilen km . Der Ring rotirt daher

¹⁾ Ampère, Théoré p. 219^o; Ann. de Chim. et de Phys. T. XXVI, p. 145^o.

entgegen der Richtung des Stromes km , und die Säure in der Rinne müsste, wenn die Reibung sie nicht hinderte, im entgegengesetzten Sinne

Fig. 16.



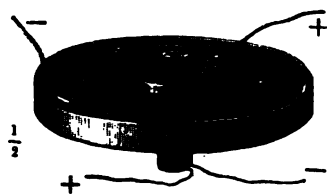
rotiren. Die Richtung dieser Rotation ändert sich nicht, wenn man die Stromesrichtung im Apparate wechselt, nur wird sie in dem einen Falle durch die Wirkung des Erdmagnetismus auf den Apparat beschleunigt, in dem anderen verzögert.

Diese Rotation ist zugleich ein Beweis, dass die zwischen den Elementen fk oder km und kl wirkenden Kräfte nicht auf den Elementen km senkrecht stehen, denn dann könnte der aufgehängte Leiter nicht rotiren.

Auch ein flüssiger Stromleiter rotirt unter Einfluss des Stromes genau ¹² in derselben Weise, wie ein fester. Senkt man z. B. in ein Schälchen voll Quecksilber im Centrum und am Rande die von den Polen der Säule kommenden Leitungsdräthe, so fliesst der Strom im Quecksilber in der Verbindungslinie der letzteren mit der grössten Intensität. Legt man nun um den äusseren Rand des Schälchens in einer horizontalen Ebene einige Drathwindungen, so rotirt das Quecksilber, wenn man durch dieselben einen Strom leitet, indem letzterer sich in den zwischen den Leitungsdräthen liegenden Theilen des Quecksilbers wie in einem festen Leiter verhält.

Hat man das Schälchen durch ein ringförmiges, mit Quecksilber gefülltes Gefäss von Holz, Fig. 17, ersetzt, in welches zwei concentrische,

Fig. 17.



mit den Polen der Säule verbundene Kupferringe eingelegt sind, und bringt in den inneren Hohlraum des Ringes einige horizontale Drathwindungen, welche in gleicher Richtung vom Strom durchflossen sind wie bei dem oben beschriebenen Versuch, so rotirt das Quecksilber in entgegengesetzter Richtung wie dort, wenn der durch das Quecksilber in

der Rinne geleitete Strom ebenso, wie dort, von innen nach aussen (in der Figur) oder umgekehrt fliesst ¹⁾.

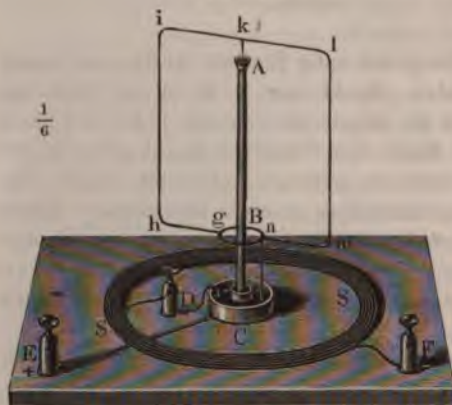
¹⁾ Davy, l. c.; Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 22. 1849*.

Diese Gesetze gelten indess nur, so lange der auf den radialen Strom im Quecksilber wirkende Kreisstrom mit jenem in einer Ebene liegt. Sobald er über dieselbe gehoben oder unter dieselbe gesenkt wird, kann sich die Richtung der Rotation ändern. Man kann diese Erscheinungen am einfachsten ableiten, wenn man sich den Kreisstrom durch einen kleinen Magnet ersetzt denkt (s. weiter unten).

- 13 In einem speciellen Fall kann indess ein geschlossener Leiter einen beweglichen Stromesleiter nicht in continuirliche Bewegung versetzen. Dieser Fall tritt ein, wenn ein kreisförmiger Strom auf einen beliebig geformten Leiter wirkt, dessen Endpunkte in dem auf dem Centrum des Kreisstromes errichteten Lothe liegen, welches zugleich als Drehungsaxe dient.

Ampère¹⁾ hat sich zum Beweise dieses Satzes eines Apparates bedient, dessen Construction im Wesentlichen folgende ist: Auf einen Metallstab *AB* (Fig. 18) ist oben ein Quecksilbernapf *A* aufgesetzt. Unten

Fig. 18.



ist derselbe mit der Klemmschraube *E* in Verbindung. Dasselbst umgiebt ihn eine von ihm isolirte, mit Quecksilber gefüllte Rinne *C*, die mit der Klemmschraube *D* verbunden ist. Concentrisch zu dem Stab *AB* ist eine flache Drahtspirale *S* horizontal angebracht, deren eines Ende mit der Klemmschraube *D*, deren anderes mit einer dritten Klemmschraube *F* verbunden wird. In den Quecksilbernapf *A* wird ein Leiter *ghiklmn*

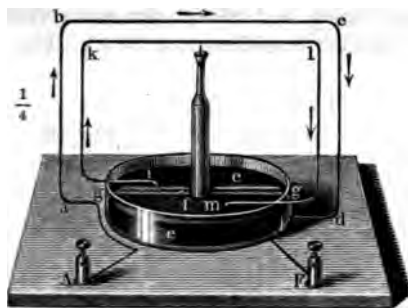
eingesetzt, von dem unterhalb eine Metallspitze in das Quecksilber der Rinne *C* taucht. Dieser Leiter ist unten ringförmig, so dass er den Stab *AB* umfasst, ohne ihn zu berühren. Verbindet man die Klemmschrauben *E* und *F* mit den Polen der Säule, so theilt sich der durch Stab *AB* gehende Strom bei *k* und fließt durch beide Arme des Leiters *k i h* und *k l m* zur Quecksilberrinne *c*, und von da weiter durch die Spirale *S*. Trotzdem bleibt der Leiter in jeder Lage in Ruhe oder nimmt, wenn die Spirale *SS* nicht ganz kreisförmig ist oder excentrisch zu *AB* liegt, eine feste Gleichgewichtslage an.

- 14 Bei allen bisher beschriebenen Rotationen rotirt stets nur ein Theil der Leitung, welcher eine nicht in sich geschlossene Bahn darstellt.

¹⁾ Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 414. 1822*.

Dagegen kann die Wechselwirkung zweier ganz geschlossener Leiter niemals eine continuirliche Rotation derselben erzeugen, wenn nicht in gewissen Momenten die Stromesrichtung in dem einen von ihnen gewechselt wird; denn die zwischen den geschlossenen Stromesleitern wirkenden Kräfte sind reine Anziehungskräfte, welche die einzelnen Theile der Ströme so einzustellen streben, dass unter den obwaltenden Bedingungen die Anziehung ein Maximum, die Abstossung ein Minimum wird. — Aendert man aber in bestimmten Zeiten die Richtung des Stromes in dem einen Leiter, so kann man eine Rotation herstellen ¹⁾. Es sei $abcd$, Figur 19, ein viereckiger Leiter, dessen eines Ende mit der

Fig. 19.



Klemmschraube A verbunden ist. In dem Leiter befindet sich ein kreisförmiges Schälchen voll Quecksilber, welches in der Mitte durch eine niedrige Glaswand g so getheilt ist, dass die Quecksilbermassen in beiden Hälften f und e gerade nicht mit einander communiciren. Das Ende d des Leiters $abcd$ ist mit dem Quecksilber in der Hälfte e , und das Quecksilber in der

Hälfte f mit der Klemmschraube F verbunden. Die Glaswand g befindet sich in der Ebene des Leiters $abcd$. Man setzt nun einen zweiten viereckigen Leiter $iklm$, der oben eine Stahlspitze trägt, auf ein im Inneren des Leiters $abcd$ auf einem Glasstab befestigtes Lager, so dass seine Enden i und m in die Hälften e und f des Quecksilberschälchens eintauchen. Die Enden i und m können so nahe an einander stehen, dass der Leiter $iklm$ als in sich geschlossen betrachtet werden könnte. Verbindet man jetzt die Klemmschrauben A und F mit den Polen der Säule, so durchfließt der Strom die Leiter $abcd$ und $iklm$, z. B. in der durch die Pfeile angedeuteten Richtung. Beide Leiter nähern sich einander, so dass Seite ik zu ab , lm zu cd sich hin bewegt. Sowie die Leiter sich aber in einer Ebene befinden, und $iklm$ durch sein Beharrungsvermögen ein wenig weiter schwingt, tauchen jetzt seine Enden in die Hälften des Quecksilbers in entgegengesetztem Sinne wie vorher, das Ende i in f und m in e . Der Strom in $iklm$ ist dadurch umgekehrt; der Leiter $iklm$ wird von $abcd$ abgestossen und setzt seine zuerst angenommene Bewegung fort, indem sich die Stromesrichtung in ihm jedesmal ändert, wenn er durch die Ebene von $abcd$ hindurch gegangen ist.

¹⁾ Ritchie, Phil. Mag. [3] Vol. IV, p. 13. 1834*; Pogg. Ann. Bd. XXXI, S. 206*.

II. Grundgesetze der Elektrodynamik.

- 15 Man hat versucht, die Anziehungs- und Abstossungserscheinungen der vom Strom durchflossenen Leiter auf die Wechselwirkung ihrer einzelnen Elemente zurückzuführen. Um das allgemeine Gesetz dieser letzteren abzuleiten, genügen die vorher angeführten Versuche noch nicht. Zu seiner Begründung hat deshalb Ampère (l. c.) ausser den §. 1 bis 6 beschriebenen noch mehrere Versuche angestellt, welche im Wesentlichen folgendermassen ausgeführt wurden:

I. Hängt man an dem Stativ, Fig. 20, den viereckigen Leiter $abcd$ auf, leitet durch den Apparat einen Strom, und nähert der einen verticalen Seite des Leiters einen vom Strom durchflossenen Drath, Fig. 21,

Fig. 20.

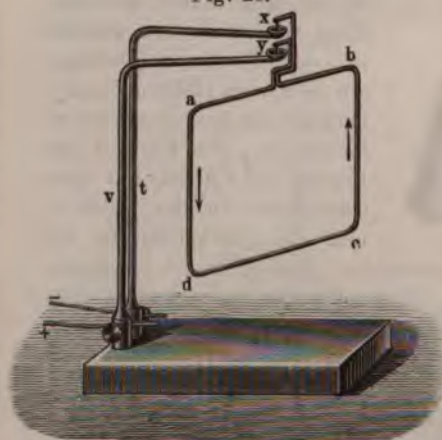


Fig. 21.



Fig. 22.



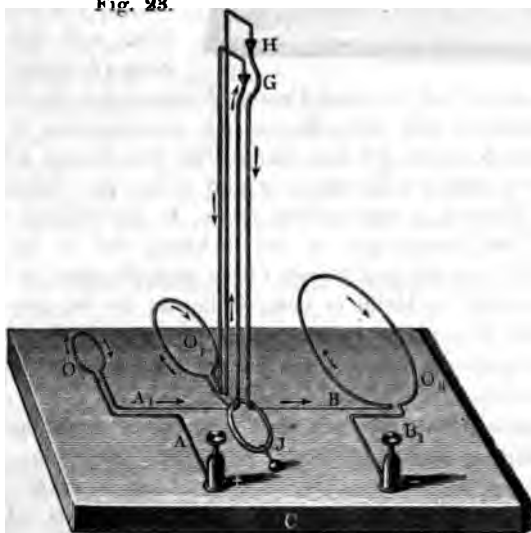
welcher aus zwei parallelen, dicht neben einander liegenden Stücken kl und lm besteht, in deren einem der Strom auf-, in dem anderen absteigt, so heben sich die Wirkungen der beiden Stücke völlig auf; der bewegliche Leiter bleibt in Ruhe. Ersetzt man die eine Hälfte dieses Leiters, z. B. lm durch einen in sehr kleinen Windungen um lk beliebig hin und her gewundenen Drath, Fig. 22, der lk indess nirgends berührt oder von ihm durch eine Umspinnung mit Seide getrennt ist, so findet gleichfalls keine Einwirkung dieses vom Strom durchflossenen Leiters auf den beweglichen Leiter $abcd$ statt. Der in kleinen Windungen um den geraden Drath gebogene Leiter wirkt also wie ein zweiter geradliniger.

Es lässt sich daher jedes kleine Element a eines Stromleiters durch eine Reihe kleiner Elemente ersetzen, die aneinander liegend denselben Anfangs- und Endpunkt haben, wie jenes, und mit ihm ein beliebig vielseitiges Polygon bilden; von dem Element a aber nur unendlich wenig entfernt sind.

Daraus folgt weiter, dass man die elektrodynamische Wirkung eines in dem Mittelpunkt eines Coordinatensystems liegenden Elementes eines vom Strom durchflossenen Leiters ersetzen kann durch die Wirkungen seiner Projectionen auf die drei Coordinatenaxen, welche von Strömen von derselben Intensität durchflossen sind, wie jenes.

II. Auf einem Brett, Fig. 23, sind in einem Abstand von etwa 16 5 bis 6 Decimeter zwei horizontale Kreise von Drath O und O_{II} befestigt,

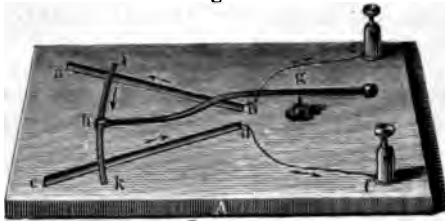
Fig. 23.



deren Radien im Verhältniss von 1 : 4 stehen. Die Enden A und B_1 der zwei Drathkreise sind mit Klemmschrauben verbunden. Die Enden A_1 und B führen zu den vertical über einander liegenden stählernen Quecksilbernäpfen G und H . In diese Näpfe ist vermittelst Stahlspitzen ein dritter, an zwei verticalen Drähten hängender Drathkreis O_I eingefügt, welcher zur Erhaltung seiner horizontalen Lage bei I ein Gegengewicht trägt. Der Radius des Kreises O_I ist doppelt so gross als der von O . Ein von den Quecksilbernäpfen auf das Brett C gefälltes Loth theilt den Abstand zwischen den Kreisen O und O_{II} im Verhältniss von 1 : 2. Leitet man den Strom jetzt zu den Klemmschrauben A und B , so durchfliesst derselbe die Kreise in der Richtung der in der Figur gezeichneten Pfeile. Die Kreise O und O_I , O_I und O_{II} stossen sich also ab, da der Strom in je zwei benachbarten Theilen derselben entgegengesetzt gerichtet ist. Lässt man den Kreis O_I frei schwingen, so nimmt er eine solche Gleichgewichtslage an, dass die Abstände der Mittelpunkte der Kreise OO_I und $O_I O_{II}$ sich wie 1 : 2 verhalten, also in demselben Verhältniss stehen, wie die Radien je zweier auf einander folgender Kreise.

- 7 III. Auf einem Brett *A* (Fig. 24) sind zwei mit Quecksilber gefüllte Rinnen *ab* und *cd* eingegraben, welche, ohne mit einander zu communiciren, bei *b* und *d* in einem spitzen Winkel zusammenlaufen. Von *b* und *d* aus gehen aus den Rinnen Leitungsdräthe zu den Klemmen *e* und *f*. In dem Punkt *g*, wo die Rinnen bei ihrer Verlängerung sich schneiden würden, ist an einer verticalen Axe ein aus einem Nichtleiter, z. B. Holz, verfertigter Arm *gh* leicht beweglich angebracht, welcher bei *h* einen Drath *ik* trägt, der die Form eines um den Mittelpunkt *g* mit dem Radius *gh* geschlagenen Bogens besitzt. Dieser Drathbogen ruht auf dem Quecksilber der Rinnen *ab* und *cd*.

Fig. 24.



gebracht, welcher bei *h* einen Drath *ik* trägt, der die Form eines um den Mittelpunkt *g* mit dem Radius *gh* geschlagenen Bogens besitzt. Dieser Drathbogen ruht auf dem Quecksilber der Rinnen *ab* und *cd*.

Verbindet man die Klemmen *e* und *f* mit den Polen der auf der Seite *ac* des Brettes *A* aufgestellten Säule, so durchfließt der Strom die Rinnen und den Drathbogen in der Richtung der in der Figur angegebenen Pfeile. — Ist nun Bogen *ik* so gestellt, dass er senkrecht auf dem Arm *gh* steht, so bleibt er beim Schliessen des Stromes im Gleichgewicht. Ist der Bogen aber gegen *gh* in einem anderen Winkel geneigt, so bewegt er sich nach der Rinne hin, welche auf der Seite des spitzen Winkels zwischen dem Bogen *ik* und dem Arm *gh* liegt.

Aus diesem dritten Versuch lässt sich folgender Schluss ziehen: Die Rinnen *ab* und *cd* stossen bei *b* und *d* so dicht zusammen, dass man den Stromkreis daselbst als geschlossen betrachten könnte. Die Versuche ergeben dann die Wirkungen, welche ein die Säule *S* enthaltender geschlossener Stromkreis *Sebd^sfS* auf den Bügel *ik* ausüben würde. In der ersten Lage des Bügels, wo er auf dem Drehungsarm senkrecht steht, findet also entweder keine Einwirkung des geschlossenen Stromkreises auf denselben statt, oder die Resultante der Wirkungen sämtlicher Stromelemente des Stromkreises auf sämtliche Elemente des Drathbogens *ik* steht senkrecht auf demselben. — Die letztere Annahme bestätigt sich bei der zweiten Lage des Bügels, wo er gegen den Arm *gh* geneigt wird.

Es steht also die Resultante der Wirkung eines geschlossenen Stromkreises auf ein Element eines, gleichfalls vom Strom durchflossenen Leiters senkrecht auf letzterem, und es ist mithin die Componente in der Richtung des Elementes gleich Null.

Indess ist dieser Versuch nicht völlig beweisend, da auch die Stromtheile in den Strömen *ab* und *dc*, zwischen *b* und *i* sowie *d* und *k* auf den Strom im Bügel *h* wirken können, und ihn bewegen würden, wenn er nicht senkrecht auf dem Arm *hg* stände.

- 18 Die in §. 15 bis 17 aufgeführten Versuche genügen, um die Gesetze der Anziehungs- und Abstossungserscheinungen der von Strömen durch-

flossenen Leiter zu bestimmen. Die §. 6 bis 14 gegebenen Resultate sind hierzu nicht erforderlich, vielmehr ergeben sie sich gleichfalls als Folgerungen der von Ampère zuerst entwickelten Gesetze.

Statt der §§. 15 bis 17 beschriebenen Versuche könnten wir indess diese Gesetze auch aus anderen, früher beschriebenen Versuchen ableiten und z. B., wie es Ampère¹⁾ selbst gethan, den §. 13 ausgesprochenen Satz dazu benutzen. Wir wollen indess von jenen Versuchen ausgehen. Indem wir die von den Leitern der Ströme ausgeübten Anziehungs- und Abstossungserscheinungen auf die Ströme selbst übertragen, bestimmen wir zuerst die Einwirkung zweier Stromelemente auf einander.

Ampère nimmt an, dass die Kraft, mit welcher zwei Stromelemente auf einander wirken, nach der Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte gerichtet sei.

Dass die Resultante aller auf die Elemente wirkenden Kräfte nicht auf den Elementen senkrecht steht, ergiebt sich freilich bei der §. 12 beschriebenen Rotation; indess ist doch nicht bewiesen, dass nicht ausser der nach der Verbindungslinie wirkenden Kraft noch Kräfte vorhanden sind, welche in gewissen Fällen auf den Elementen senkrecht stehen (vergl. §. 45 u. figde.).

Nur für den Fall, dass die Elemente einander parallel sind oder in derselben geraden Linie liegen, lässt sich der Satz von Ampère nach Liouville²⁾ folgendermaassen beweisen.

Sind zuerst zwei Elemente mm_1 und nn_1 (Fig. 25) gegeben, die in der geraden Linie mm_1nn_1 liegen, und von gleichen und entgegengesetzt gerichteten Strömen durchflossen sind, so wird die Resultante ihrer Wirkungen auf einander nothwendiger Weise durch den Halbirungspunkt O des Abstandes m_1n_1 gehen müssen. Da nun die Wirkung der Elemente auf allen ihren Seitenflächen durchaus gleich ist, so würde, wenn die Resultante in irgend eine gegen m_1n_1 geneigte Linie OA fiel, sie ebenso gut auch in allen möglichen Richtungen liegen können, welche denselben Winkel mit m_1n_1 machten, wie OA . Es kann daher nur die Resultante mit m_1n_1 zusammenfallen.

Sind die von gleichen und gleichgerichteten Strömen durchflossenen Elemente mm_1 und nn_1 (Fig. 26) einander parallel, so fällt ebenfalls die Resultante mit der Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte CD zusammen.

Fig. 25.

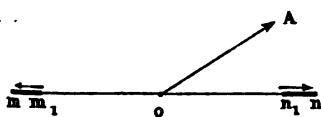
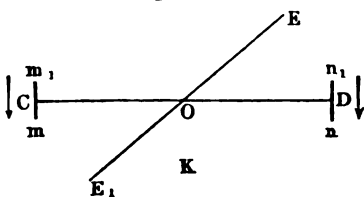


Fig. 26.



¹⁾ Ampère, l. c. §. 14. — ²⁾ Liouville, Ann. de Chim. et de Phys. T. XLI, p. 415. 1829°.

Hätte die Resultante eine Componente, die z. B. senkrecht auf der Ebene $m m_1, n n_1$ stände, und etwa das Element $m m_1$ nach oben in die Höhe h höbe, welches links von einem in K befindlichen Beobachter liegt, zu dem die Ströme in m, m und n, n hinfließen, so würde bei Umkehrung der Stromesrichtung in beiden Elementen offenbar die auf $m m_1$ wirkende Componente nach unten gerichtet sein. Es ändert sich aber nach den Versuchen die Wirkung beider Elemente auf einander nicht, wenn man in beiden zugleich den Strom umkehrt. Jene Annahme ist daher unmöglich; die Resultante der Kräfte zwischen $m m_1$ und $n n_1$ muss in ihrer Ebene liegen.

Hätte diese Resultante nun die gegen CD geneigte Richtung OE , so würde sie bei Umkehrung der Ströme in beiden Elementen die Richtung OE_1 annehmen, welche gegen OC in demselben Winkel geneigt ist, wie OE gegen OD . Diese Aenderung der Richtung der Resultante widerspricht wieder der Erfahrung; sie muss also mit CD zusammenfallen.

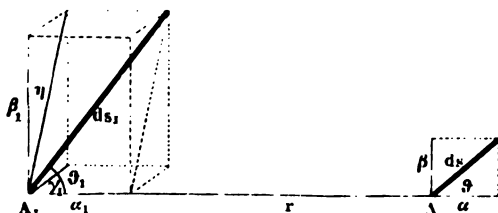
Sind die Ströme in den Elementen nicht gleich stark, so kann man das Element, in dem der n mal stärkere Strom fließt, durch n einzelne Elemente ersetzen, welche einzeln durch das andere Element sollicitirt werden, und erhält dieselben Resultate.

19

Es seien nun zwei Elemente zweier Stromleiter ds und ds_1 (Fig. 27) gegeben, der Abstand ihrer Mittelpunkte A und A_1 sei r , die Intensitäten der durch sie hindurchfließenden Ströme seien i und i_1 ; es soll ihre gegenseitige Anziehung bestimmt werden.

Wir betrachten die Linie $AA_1 = r$ als mit der X -Axe zusammenfallend. Dann stelle ein in A auf AA_1 in der Ebene $ds AA_1$ errichtetes

Fig. 27.



Loth die Y -Axe, ein senkrecht auf AA_1 und ds in A errichtetes Loth die Z -Axe dar.

Die Lage von ds ist durch den Winkel ϕ bestimmt, den ds mit r macht. Die Lage von ds_1 ist bestimmt durch den Winkel ϕ_1 zwischen ds_1 und r , und durch den Winkel η , welchen die durch ds_1 und r gelegte Ebene mit der durch ds und r gelegten XY -Ebene macht.

Die in der Zeiteinheit durch die Elemente strömenden Elektrizitätsmengen betragen, da die Längen der Elemente ds und ds_1 sind, $i ds$ und $i_1 ds_1$. Nehmen wir an, dass die Anziehung oder Abstossung der Elemente

I nach einer Potenz ihrer Entfernung abnehme, so wird I ausgedrückt werden durch eine Formel:

$$I = \frac{i i_1 ds ds_1}{r^n} f(\vartheta, \vartheta_1, \eta) \dots \dots \dots 1)$$

In dieser Formel ist n und die Function f zu bestimmen.

Es seien die Projectionen von ds auf die der X - und Y -Axe parallel durch A gezogenen Linien gleich α und β , die Projectionen von ds_1 auf die der X -, Y - und Z -Axe parallel durch A_1 gezogenen Linien gleich $\alpha_1 \beta_1 \gamma_1$; dann ist

$$\begin{array}{ll} \alpha = ds \cos \vartheta & \alpha_1 = ds_1 \cos \vartheta_1 \\ \beta = ds \sin \vartheta & \beta_1 = ds_1 \sin \vartheta_1 \cos \eta \\ - & \gamma_1 = ds_1 \sin \vartheta_1 \sin \eta. \end{array}$$

Nach §. 15 können wir uns die Wirkung von ds auf ds_1 zusammengesetzt denken aus der Summe der Wirkungen ihrer Projectionen α und β auf $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1$.

Die Einwirkung der parallelen Elemente β und β_1 ergibt sich, da in diesem Falle die Function ihrer Neigung zu einander constant wird:

$$I_{\beta\beta_1} = \frac{\text{const } \beta \beta_1 i i_1}{r^n}.$$

Diese Kraft wirkt nur in der Verbindungslinie der Elemente.

Wählen wir das Maass der Intensitäten i und i_1 so, dass für eine bestimmte Einheit der Entfernung r , die Constante gleich Eins zu setzen ist, so ist:

$$I_{\beta\beta_1} = \frac{\beta \cdot \beta_1 i i_1}{r^n} = \frac{i i_1 ds ds_1}{r^n} \cdot (\sin \vartheta \sin \vartheta_1 \cos \eta).$$

In gleicher Weise ist die Einwirkung der in einer geraden Linie liegenden Elemente α und α_1 :

$$I_{\alpha\alpha_1} = K \frac{\alpha \alpha_1 i i_1}{r^n} = K \frac{i i_1 ds ds_1}{r^n} (\cos \vartheta \cos \vartheta_1),$$

wo K eine zweite Constante ist. — Auch diese Kraft ist nach der Verbindungslinie der Elemente gerichtet.

Die Elemente α und β_1 oder γ_1 , α_1 und β stehen senkrecht auf einander und auf der Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte; es ist deshalb ihre Einwirkung auf einander in der Richtung der Verbindungslinie gleich Null, wie sich nach Liouville (l. c.) folgendermaassen ableiten lässt. Das Element ab liege in der Ebene $IKLM$ (Fig. 28 a. f. S.); ein zweites Element cd , durch welches der Strom in der Richtung von c nach d fliesse, in dem auf der Ebene errichteten Loth NO . Findet nun irgend eine Wirkung von cd auf ab statt, so muss diese in die entgegengesetzte übergehen, wenn cd durch O nach der Seite OP der Ebene $IKLM$ fortgeschoben wird, denn in diesem Fall fliesst der Strom von der das Element ab enthaltenden Ebene $IKLM$ fort, während er im ersteren zu

ihr hinströmt. — Die Umkehrung der Wirkung wird eintreten, wenn das Element cd durch die Ebene $IKLM$ hindurchgeht, also sich in O befindet. Dann kann keine Einwirkung des Elementes auf ab stattfinden.

Es ist hiermit indess noch nicht gesagt, dass nicht zwischen den Elementen in diesem Fall Kräfte auftreten können, die eben nicht in der Richtung der Verbindungslinie liegen, sondern etwa auf ihr senkrecht wären. Ampère nimmt indess an, dass keine solche Kräfte existiren (vergl. §. 45 u. figde.).

Die Gesamtanziehung oder Abstossung von ds auf ds_1 reducirt sich dann auf die Summe $I_{\beta\beta_1} + I_{\alpha\alpha_1}$ und es ist:

$$I = \frac{i i_1 ds ds_1}{r^n} (K \cos \vartheta \cos \vartheta_1 + \sin \vartheta \sin \vartheta_1 \cos \eta). \quad 2)$$

In dieser Formel sind noch n und K zu bestimmen.

Gehören die Elemente ds und ds_1 zwei geschlossenen Strömen an, so wird die Anziehung dieser letzteren sich durch das Integral der Wechselwirkungen ihrer Elemente darstellen. Nun bleibt nach dem §. 16 beschriebenen Versuch, wenn jene geschlossenen Curven einander ähnlich sind, beide z. B. Kreise bilden, die Wirkung I ungeändert, wenn zugleich die Grösse von ds und ds_1 , so wie der entsprechende Abstand beider Elemente r sich verdoppelt. Dies ist nur möglich, wenn die unter dem Integralzeichen stehenden Werthe die Dimension Null in Bezug auf jene Längenwerthe haben, d. i. wenn r in deren Nenner in der zweiten Potenz vorkommt, oder

$$n = 2$$

ist.

Die Wechselwirkung zweier Elemente ist also dem Quadrat ihrer Entfernung umgekehrt proportional; demnach

$$I = \frac{i i_1 ds ds_1}{r^2} (K \cos \vartheta \cos \vartheta_1 + \sin \vartheta \sin \vartheta_1 \cos \eta).$$

1 Es bleibt nur noch der Werth K zu bestimmen übrig.

Wir führen hierzu den Winkel ε ein, welchen die Elemente ds und ds_1 im Raume mit einander machen. Dann ist:

$$\cos \varepsilon = \cos \vartheta \cos \vartheta_1 + \sin \vartheta \sin \vartheta_1 \cos \eta,$$

also

$$I = \frac{i i_1 ds ds_1}{r^2} [\cos \varepsilon - (1 - K) \cos \vartheta \cos \vartheta_1] \quad . . . \quad 3)$$

Wir wollen jetzt das Coordinatensystem so verlegen, dass die Coordinaten des Mittelpunktes A von ds gleich xyx , die des Mittelpunktes A_1 von ds_1 gleich $x_1 y_1 z_1$ sind. Dann ist der Abstand AA_1 :

$$r^2 = (x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (z_1 - z)^2,$$

$$- r \frac{dr}{ds} = (x_1 - x) \frac{dx}{ds} + (y_1 - y) \frac{dy}{ds} + (z_1 - z) \frac{dz}{ds} = r \cos \vartheta;$$

ebenso

$$+ r \frac{dr}{ds_1} = (x_1 - x) \frac{dx_1}{ds_1} + (y_1 - y) \frac{dy_1}{ds_1} + (z_1 - z) \frac{dz_1}{ds_1} = r \cos \vartheta_1.$$

Wird $r \frac{dr}{ds}$ noch einmal nach s_1 differenzirt, so erhält man:

$$r \frac{d^2 r}{ds ds_1} + \frac{dr}{ds} \frac{dr}{ds_1} = - \left(\frac{dx}{ds} \frac{dx_1}{ds_1} + \frac{dy}{ds} \frac{dy_1}{ds_1} + \frac{dz}{ds} \frac{dz_1}{ds_1} \right) = - \cos \varepsilon.$$

Führt man diese Werthe für $\cos \vartheta$, $\cos \vartheta_1$ und $\cos \varepsilon$ in I ein, so ist:

$$I = - \frac{i i_1 ds ds_1}{r^2} \left(r \frac{d^2 r}{ds ds_1} + K \frac{dr}{ds} \frac{dr}{ds_1} \right).$$

Wird Zähler und Nenner mit r^{K-1} multiplicirt, so ergibt sich:

$$I = - \frac{i i_1 ds ds_1}{r^{K+1}} \left(dr^K \frac{dr}{ds_1} \right) = + \frac{i i_1 ds ds_1}{r^{K+1}} \left(\frac{dr^K \cos \vartheta}{ds_1} \right) \quad . . . 4)$$

Gehört das Element ds_1 einer in sich geschlossenen Curve an, durch welche der Strom i_1 fließt, so ist die Componente der Wirkung dieses Stromes auf ds nach der Richtung des Elementes ds selbst gleich Null (§. 17). Die Componente der Wirkung von ds_1 auf ds in der Richtung von ds wird erhalten, wenn man I mit $\cos \vartheta$ multiplicirt. Die Gesamtwirkung eines geschlossenen Leiters, dessen Element ds_1 ist, auf ds und in der Richtung von ds wäre demnach:

$$i i_1 ds \int \frac{\cos \vartheta}{r^{K+1}} \frac{d(r^K \cos \vartheta)}{ds_1} ds_1 = 0.$$

Durch partielle Integration ergibt sich:

$$I = i i_1 ds \left(\frac{\cos^2 \vartheta}{2r} + \frac{2K+1}{2} \int \frac{\cos^2 \vartheta}{r^2} dr \right) = 0.$$

Beim Einsetzen der Grenzen fällt das erste Glied fort, und es muss sein:

$$\frac{2K+1}{2} \int \frac{\cos^2 \vartheta}{r^2} dr = 0.$$

Für jede geschlossene Curve braucht dieses Integral nicht gleich Null zu sein, wie man leicht sieht, wenn dieselbe z. B. aus einer auf ds senkrecht stehenden Geraden und einem die Enden derselben verbindenden Kreisbogen besteht. Auf ersterer ist $\cos \vartheta$ und das entsprechende Element des Integrals stets gleich Null, auf letzterem sind alle Elemente desselben positiv. — Es kann also diese Gleichung nur stattfinden, wenn:

$$2K + 1 = 0$$

$$K = - \frac{1}{2}.$$

Setzen wir dies in die Gleichung 3. oder 4. ein, so erhalten wir die Grundformel für die Wirkung der zwei von den Strömen i und i_1 durchflossenen Elemente ds und ds_1 :

$$I = \frac{i i_1 ds ds_1}{r^2} (\cos \varepsilon - \frac{1}{2} \cos \vartheta \cos \vartheta_1)$$

$$= - \frac{i i_1 ds ds_1}{\sqrt{r}} \cdot \frac{d \left(r^{-\frac{1}{2}} \frac{dr}{ds} \right)}{ds_1} \dots \dots \dots 5)$$

Liegen die Elemente ds und ds_1 parallel, und ist der Strom in ihnen gleichgerichtet, so findet Anziehung statt. — In diesem Fall ist:

$\angle \varepsilon = 0$, $\cos \varepsilon = 1$, $\angle \vartheta = \angle \vartheta_1 = 90^\circ$, $\cos \vartheta = \cos \vartheta_1 = 0$,
und

$$I_{\beta\beta_1} = \frac{i i_1 ds ds_1}{r^2}.$$

Bezeichnen wir nun diejenige Kraft, welche die Entfernung der Elemente zu vergrössern strebt, mit dem positiven Zeichen, so ist die Kraft I_β , welche dieselbe vermindern würde, mit dem negativen Zeichen zu versehen, ebenso also auch die Ausdrücke 3. und 4. Es wird schliesslich die Formel für die Wechselwirkung der Stromelemente:

$$I = - \frac{i i_1 ds ds_1}{r^2} (\cos \varepsilon - \frac{1}{2} \cos \vartheta \cos \vartheta_1) \dots \dots \dots \text{a.}$$

$$= \frac{i i_1 ds ds_1}{\sqrt{r}} \cdot \frac{d \left(r^{-\frac{1}{2}} \frac{dr}{ds} \right)}{ds_1} \dots \dots \dots \text{b.} \dots \dots \dots 6)$$

$$= - \frac{i i_1 ds ds_1}{r^2} \left(\frac{1}{2} \frac{dr}{ds} \frac{dr}{ds_1} - r \frac{d^2 r}{ds ds_1} \right) \dots \dots \dots \text{c.}$$

wo in letzterem Ausdruck

$$- \frac{dr}{ds} \frac{dr}{ds_1} = \cos \vartheta \cos \vartheta_1,$$

$$r \frac{d^2 r}{ds ds_1} + \frac{dr}{ds} \frac{dr}{ds_1} = - \cos \varepsilon$$

ist.

In den Formeln 6) ist als Einheit der Stromintensität die Intensität desjenigen Stromes gewählt, welcher zwei einander parallelen und auf ihrer Verbindungslinie senkrechten Elementen ds und ds_1 , deren Länge gleich Eins ist und deren Entfernung gleichfalls gleich Eins ist, wenn er sie durchfliesst, durch ihre Anziehung die Beschleunigung Eins ertheilt.

Wird als Einheit der Intensität eine n mal so grosse Intensität betrachtet, z. B. die eines Stromes, welcher in der Zeiteinheit im Volta-

meter 1 Milligramm Wasserstoff entwickelt u. s. f., so ist die Anziehung n^2 mal so gross, also

$$I = - \frac{i i_1 n^2 ds ds^1}{r^2} (\cos \varepsilon - \frac{3}{2} \cos \vartheta \cos \vartheta_1).$$

Aus dieser allgemeinen Formel ergibt sich zunächst folgende Schlussfolgerung. 22

Liegen die Elemente ds und ds_1 in einer geraden Linie hinter einander, und sind beide von demselben Strom durchflossen, so ist in der Formel 6 a.: $\varepsilon = 0$, $\vartheta = \vartheta_1 = 0$, $i = i_1$, also die Wechselwirkung:

$$I_\alpha = + \frac{i i ds ds_1}{2 r^2}.$$

Die zwischen den Elementen wirkende Kraft sucht also ihre gegenseitige Entfernung zu vergrössern, die Elemente stossen einander ab, wie dies sich auch aus den Versuchen der §§. 6 und 7 ergeben sollte.

Liegen die Elemente parallel neben einander im Abstände r , und ist die Stromesrichtung in ihnen entgegengesetzt, so wäre dann ihre Abstossung:

$$I_\beta = + \frac{i i ds ds_1}{r^2},$$

also gerade doppelt so gross, wie wenn die Elemente in einer geraden Linie hinter einander liegen.

Liegen die Elemente endlich einander parallel, aber so, dass sie mit der Verbindungslinie den Winkel $\vartheta = 35^\circ 16'$ machen, für welchen $\cos \vartheta = \sqrt{2/3}$ ist, so wäre

$$I = 0.$$

Die Elemente wirkten nicht auf einander.

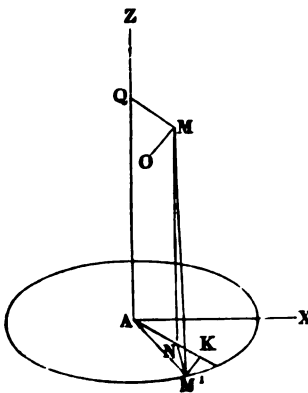
Würden wir die Elemente erst parallel und senkrecht auf ihre Verbindungslinie stellen, so wäre ihre Anziehung ein Maximum; würden die Elemente allmählich, immer einander parallel, um ihre Mittelpunkte gedreht, so nähme die Anziehung bis zu Null ab, wenn $\vartheta = 35^\circ 16'$ ist, ginge in eine Abstossung über, die ein Maximum erreichte, wenn beide Elemente in der Richtung ihrer Verbindungslinie lägen u. s. f. Wir hätten somit bei der Umdrehung um 360° vier Lagen der Elemente, in denen sie mit der Verbindungslinie die Winkel $\pm 35^\circ 16'$ nach der einen oder anderen Seite bildeten, wo sie keine Wirkung auf einander ausübten; ein sehr wenig wahrscheinliches Verhältniss.

Wir wollen die obigen Ausdrücke benutzen, um den §. 13 angeführten Satz zu beweisen, dass ein horizontaler Kreisstrom einen Leiter, dessen beide Enden sich in seiner Axe befinden, nicht in continuirliche Rotation versetzen kann¹⁾. 23

¹⁾ Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 418. 1822*.

Es seien M und M^1 (Fig. 29) Elemente des Leiters und des Kreis-

Fig. 29.



stromes. Wir fällen auf die verticale Axe AZ und die Ebene des Kreisstromes von M die Lothe MQ und MN , ziehen die Radien AN und AM^1 und verbinden M mit M^1 . Dann ist $MM^1^2 = NM^2 + AN^2 + AM^2 - 2AN \cdot AM^1 \cos M^1AN$. Ist nun der Abstand $MM^1 = r$, $QM = AN = u$, $NM = Z$, der Radius des Kreisstromes $AM^1 = a$, der Winkelabstand von AN und AM^1 von einem festen Radius AX des Kreises gleich t und t^1 , so ist nach obiger Gleichung:

$$r^2 = Z^2 + a^2 + u^2 - 2au \cos(t^1 - t).$$

Für verschiedene Punkte M^1 des Kreisstromes ändert sich nur der Winkel t^1 . Das Differential von r , in Bezug auf diese Veränderung ist demnach:

$$dr = \frac{au \sin(t^1 - t) dt^1}{r},$$

und nach Formel 6 b. die Wirkung zwischen M und M^1 :

$$I = - a i i_1 dt^1 r^{-3/2} \frac{d \{ r^{-1/2} u \sin(t^1 - t) \}}{ds_1}.$$

Fällt man von M^1 auf Radius AN das Loth M^1K und errichtet in M auf der Ebene $MZAN$ ein Loth MO , in dessen Richtung das auf M ausgeübte Drehungsmoment wirkt, so ist MO parallel M^1K , und die in dieser Richtung wirkende Componente von I gleich:

$$\frac{M^1K}{MM^1} I \text{ oder gleich } \frac{a \sin(t^1 - t)}{r} I.$$

Diese Componente muss mit $QM = u$ multiplicirt werden, um das Drehungsmoment D selbst zu erhalten. Dasselbe ist:

$$D = - a^2 i i_1 dt^1 r^{-3/2} u \sin(t^1 - t) \frac{d \{ r^{-1/2} u \sin(t^1 - t) \}}{ds_1}.$$

Ist M das Element eines Leiters, dessen Enden in der Axe AZ liegen, so ist dieser Ausdruck zwischen zwei Grenzen zu integriren, für welche $u = 0$ ist. Da D aber ein vollständiges Differential darstellt, so wird der Werth seines Integrals für gleiche Werthe der Grenzen derselbe sein, welche Beziehungen auch zwischen den Variablen bestehen, d. h. das Integral wird Null. — Hätte man den Werth K ($= -1/2$) noch unbestimmt gelassen, so könnte man auch aus der Bedingung, dass D ein vollständiges Differential sein muss, umgekehrt den Werth für K ableiten.

24 Zur Begründung der Anwendung der aufgestellten Formeln berechnen wir ferner die Einwirkung eines in sich geschlossenen Lei-

ters, der von einem Strome von der Intensität i_1 durchströmt wird, auf ein Element ds eines anderen Leiters, in welchem die Intensität des Stromes i ist.

Das Element des geschlossenen Leiters sei ds_1 . Sind die Coordinaten von ds , wie in §. 21, gleich xyz , die von ds_1 gleich $x_1 y_1 z_1$, so finden wir zunächst die drei Componenten der Einwirkung des Elementes ds_1 auf ds nach der Axe der x, y, z , wenn wir die Formel 6 b. des §. 21

$$I = \frac{i i_1 ds ds_1}{\sqrt{r}} \cdot \frac{d \left(r^{-1/2} \frac{dr}{ds} \right)}{ds_1} \dots \dots \dots 1)$$

resp. mit $\frac{x_1 - x}{r}, \frac{y_1 - y}{r}, \frac{z_1 - z}{r}$ multipliciren.

Wir betrachten vorläufig nur die Componente X nach der Axe der x . Sie ist

$$X = \frac{i i_1 ds ds_1}{\sqrt{r^3}} (x_1 - x) \cdot \frac{d \left(r^{-1/2} \frac{dr}{ds} \right)}{ds_1} \dots \dots \dots 2)$$

Dieser Ausdruck lässt sich umformen in

$$X = \frac{1}{2} i i_1 \left[\frac{d \left(\frac{x_1 - x}{r^2} \cdot \frac{dr}{ds} \right)}{ds_1} + \frac{(x_1 - x)^2}{r^3} \cdot \frac{d \left(\frac{r}{x_1 - x} \frac{dr}{ds} \right)}{ds_1} \right] ds ds_1^1).$$

Den Ausdruck der Componente (X) der Wirkung des ganzen geschlossenen Leiters auf ds erhält man durch Integration von X nach ds_1 . Dann ist

$$(X) = \frac{1}{2} i i_1 \left[\frac{x_1 - x}{r^2} \cdot \frac{dr}{ds} + \int \frac{(x_1 - x)^2}{r^3} \cdot \frac{d \left(\frac{r}{x_1 - x} \frac{dr}{ds} \right)}{ds_1} ds_1 \right] ds.$$

Beim Einsetzen der Grenzen für den geschlossenen Strom fällt das erste Glied fort, und es bleibt

$$(X) = \frac{1}{2} i i_1 ds \int \frac{(x_1 - x)^2}{r^3} \cdot \frac{d \left(\frac{r}{x_1 - x} \frac{dr}{ds} \right)}{ds_1} \cdot ds_1.$$

Für den Werth X in der Gleichung (2) können wir also setzen:

$$X = \frac{1}{2} i i_1 \frac{(x_1 - x)^2}{r^3} \cdot \frac{d \left(\frac{r}{x_1 - x} \frac{dr}{ds} \right)}{ds_1} ds_1 \dots \dots \dots 3)$$

¹⁾ Nach der Formel $u dv = \frac{d u v + u^2 d \left(\frac{v}{u} \right)}{2}$, in der $u = \frac{x_1 - x}{\sqrt{r^3}}$, $dv = \frac{d \left(r^{-1/2} \frac{dr}{ds} \right)}{ds_1}$ gesetzt wird.

Wir führen unter dem Differentialzeichen für r und dr ihre Werthe in x, y, z, x_1, y_1, z_1 ein, und setzen sodann

$$\frac{dx}{ds} = \cos \lambda, \quad \frac{dy}{ds} = \cos \mu, \quad \frac{dz}{ds} = \cos \nu,$$

wo λ, μ, ν die Winkel sind, welche ds mit den Axen macht. Wir setzen ferner:

$$\begin{aligned} C &= \int \frac{(x_1 - x) dy_1 - (y_1 - y) dx_1}{r^3} \\ B &= \int \frac{(z_1 - z) dx_1 - (x_1 - x) dz_1}{r^3} \dots \dots \dots 4) \\ A &= \int \frac{(y_1 - y) dz_1 - (z_1 - z) dy_1}{r^3} \end{aligned}$$

Bei der Integration ergibt sich dann:

$$(X) = -\frac{1}{2} ii_1 (C \cos \mu - B \cos \nu) ds$$

und ebenso bei Vertauschung der Buchstaben

$$(Y) = -\frac{1}{2} ii_1 (A \cos \nu - C \cos \lambda) ds \dots \dots \dots 5)$$

$$(Z) = -\frac{1}{2} ii_1 (B \cos \lambda - A \cos \mu) ds.$$

Die Werthe A, B, C werden die Determinanten des Stromes genannt.

Liegt das Element ds im Anfangspunkt der Coordinaten, so ändern sich die Ausdrücke der Determinanten um in:

$$\begin{aligned} C_0 &= \int \frac{x_1 dy_1 - y_1 dx_1}{r^3} \\ B_0 &= \int \frac{z_1 dx_1 - x_1 dz_1}{r^3} \dots \dots \dots 6) \\ A_0 &= \int \frac{y_1 dz_1 - z_1 dy_1}{r^3}. \end{aligned}$$

Die gemeinschaftliche Resultante R der Einwirkung des geschlossenen Stromes auf das Element ist

$$R = \sqrt{(X)^2 + (Y)^2 + (Z)^2} \dots \dots \dots 7)$$

Die Cosinus der Winkel, welche die Resultante mit den Axen macht, sind:

$$\frac{(X)}{R}, \quad \frac{(Y)}{R}, \quad \frac{(Z)}{R}.$$

Werden diese Werthe mit $\frac{dx}{ds}, \frac{dy}{ds}, \frac{dz}{ds}$, d. i. den Cosinus der Winkel multiplicirt, welche das Element ds mit den Coordinatenaxen macht, und die Producte addirt, so erhält man

$$(X) dx + Y(dy) + (Z) dz = 0.$$

Es steht mithin die Resultante R auf dem Element ds senkrecht.

Werden dieselben Werthe resp. mit A , B und C multiplicirt und addirt, so erhält man ebenfalls:

$$A(X) + B(Y) + C(Z) = 0.$$

Zieht man durch das Element ds eine Linie, welche mit den Axen die Winkel ξ , η , ζ macht, so dass

$$\cos \xi = \frac{A}{D}, \quad \cos \eta = \frac{B}{D}, \quad \cos \zeta = \frac{C}{D},$$

$$\text{wo } D = \sqrt{A^2 + B^2 + C^2},$$

so steht diese Linie auf der Resultante R senkrecht. Man bezeichnet diese Linie mit dem Namen der *Directrix*. Ihre Richtung ist völlig unabhängig von der Richtung des Elementes ds , da in den Werthen A, B, C diese Richtung nicht vorkommt. Führt man den Werth D in die Gleichung (7) ein, so erhält man

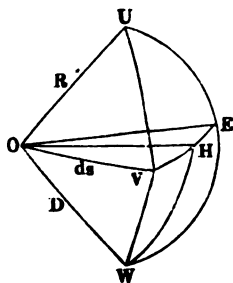
$$R = -\frac{1}{2} D i_1 ds \sqrt{(\cos \xi \cos \mu - \cos \eta \cos \nu)^2 + (\cos \xi \cos \nu - \cos \zeta \cos \lambda)^2 + (\cos \eta \cos \lambda - \cos \zeta \cos \mu)^2}.$$

Bezeichnet man den Winkel zwischen dem Element ds und der Directrix mit ω , so ist der Werth unter dem Wurzelzeichen gleich $\sin \omega$, also

$$R = -\frac{1}{2} D i_1 ds \sin \omega.$$

Will man bestimmen, welches die Componente dieser Gesamtwirkung R des geschlossenen Stromes auf das Element ds in einer Ebene ist, welche das Element ds in sich enthält, und mit der durch ds und D gelegten Ebene den Winkel φ , mit R also den Winkel $90 - \varphi$ macht, so denke man sich um den Coordinatenmittelpunkt O (Fig. 30) eine

Fig. 30.



Kugelfläche gelegt. Diese werde von R im Punkt U , von der Verlängerung von ds in V , von D in W , von der neuen Ebene in einem Bogen VE geschnitten, während eine durch R und D gelegte Ebene die neue Ebene in der Linie OE schneide. Eine auf OVE senkrechte, durch die Directrix OW gelegte Ebene schneide Ebene OVE in Linie OH . Bogen HW sei gleich ψ . Nun ist

$$\text{Bogen } VW = \omega,$$

$$\text{Winkel } HVW = \varphi.$$

Da R auf der durch ds und D gelegten Ebene senkrecht steht, so ist die Componente q von R in der neuen Ebene OVE :

$$q = R \sin \varphi = -\frac{1}{2} i_1 ds D \cdot \sin \omega \sin \varphi.$$

Im Dreieck VHW ist aber:

$$\sin HW : \sin VW = \sin HVW : \sin VHW,$$

d. h.

$$\sin \psi : \sin \omega = \sin \varphi : 1$$

$$\sin \omega \cdot \sin \varphi = \sin \psi$$

$$\varrho = - i i_1 ds \cdot D \cdot \sin \psi.$$

Dieser Ausdruck ist von der Richtung des Elementes ds durchaus unabhängig. Wenn sich daher das Element ds um einen in seiner Verlängerung liegenden, festen Punkt drehen kann, und der auf dasselbe wirkende geschlossene Strom so weit von demselben entfernt ist, dass die bei jener Drehung eintretende Aenderung der Abstände des Elementes von den einzelnen Elementen des letzteren vernachlässigt werden kann, so wird der Werth der Resultante ϱ sich nicht ändern, wenn das Element ds um den festen Punkt gedreht wird. Da diese Resultante nun auch stets auf dem Element ds senkrecht steht, so kommt dasselbe dadurch in eine beständige Rotation von zunehmender Geschwindigkeit um den festen Punkt. Hat man statt des einen Elementes mehrere mit einander verbundene, welche alle der oben ausgesprochenen Bedingung genügen, so rotiren sie gemeinschaftlich, wie sich dies durch die §§. 9 bis 13 beschriebenen Versuche bestätigt.

26 Wollten wir die Wirkung eines geschlossenen Stromes auf ein Stromelement auf die Summation der Wirkungen der einzelnen Elemente des ersteren zurückführen, so könnten wir diese letztere Wirkung auch erhalten, wenn wir in den Ausdrücken für (X) , (Y) , (Z) in §. 24 statt der Werthe A , B , C und A_0 , B_0 , C_0 nur die Werthe unter dem Integralzeichen nehmen; dieselben seien a , b , c , a_0 , b_0 , c_0 ; ds liege am Anfangspunkt der Coordinaten. Wir legen durch ds_1 und die Mitte von ds eine Ebene, welche die XY -Ebene darstelle. Bildet sodann ds mit dieser Ebene den Winkel ψ und zerlegen wir ds in eine auf der XY -Ebene senkrechte Componente $ds \sin \psi$ und eine in der XY -Ebene liegende, $ds \cos \psi$, so übt das Element ds auf erstere keine Wirkung aus. Von den Determinanten bleibt nur

$$c_0 = \frac{x_1 dy_1 - y_1 dx_1}{r^3}.$$

Die Directrix D ist in diesem Fall ebenfalls $d = c_0$ und der Winkel derselben mit der Z -Axe gegeben durch $\cos \xi = \frac{c_0}{d} = 1$, d. h. $\xi = 90^\circ$.

Die Directrix steht also auf der XY -Ebene, d. h. auf der Projection des Elementes ds in derselben $ds \cos \psi$ senkrecht; die Resultante ist auf letzterer senkrecht und wirkt in der XY -Ebene. Der Winkel zwischen d und $ds \cos \psi$ ist mithin $\omega = 90^\circ$, $\sin \omega = 1$ und die Resultante

$$R = \frac{1}{2} i i_1 \frac{x_1 dy_1 - y_1 dx_1}{r^3} ds \cos \psi.$$

Dividiren und multipliciren wir mit ds_1 , und ist der Winkel zwischen ds_1 und r gleich χ , so ist

$$\frac{x_1}{r} \frac{dy_1}{ds_1} - \frac{y_1}{r} \frac{dx_1}{ds_1} = \sin \chi,$$

thin

$$R = - \frac{1}{2} \frac{ii_1}{r^2} ds ds_1 \sin \chi \cos \psi.$$

Wollten wir die in die Richtung r fallende Componente der auf s wirkenden Resultante berechnen, so müssen wir, wenn $ds \cos \psi$ mit dem Winkel τ bildet, diesen Ausdruck mit $\sin \tau$ multipliciren und es wird

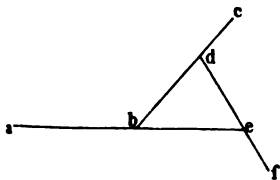
$$R \sin \tau = - \frac{1}{2} \frac{ii_1}{r^2} ds ds_1 \sin \chi \sin \tau \cos \psi.$$

Ebenso wird die auf r senkrechte Componente

$$R \cos \tau = - \frac{1}{2} \frac{ii_1}{r^2} ds ds_1 \sin \chi \cos \tau \cos \psi.$$

Dieselbe Formel ist von Grassmann¹⁾ auf anderem Wege entwickelt worden, indem er die Wirkungen von Strömen berechnet, die die

Fig. 31.



Schenkel von Winkeln durchlaufen. Ein geschlossener Strom bde kann dann stets als zusammengesetzt angesehen werden aus den Strömen, welche die unendlich langen Schenkel der Winkel abc, cdf, fea durchfließen.

Dieselbe Formel haben auch Hankel²⁾ und Reynard³⁾, von anderen Principien ausgehend, abgeleitet (vergl. das Schlusscapitel.)

Läge Element ds in der XY -Ebene, fiel also mit seiner Projection $ds \cos \vartheta$ zusammen, so wäre nach diesen Formeln die Wirkung eines Elementes eines geschlossenen Stromes auf ein in derselben Ebene liegendes Element normal zu letzterem in derselben Ebene. Es würdeerner, wenn die Elemente ds und ds_1 in die Verbindungslinie r fielen, die Wirkung beider auf einander $R = 0$ sein; ein Resultat, welches nicht mit den unmittelbaren Consequenzen der Ampère'schen Formel übereinstimmt.

Eine andere, von der Ampère'schen Formel abweichende Form 27 der Wechselwirkung zweier Elemente erhält man, wenn dieselben beide zweien geschlossenen Strömen angehören.

Entwickelt man die partiellen Differentialquotienten von $\frac{1}{r}$ nach y_1, s_1 oder x, y, s aus der Gleichung

$$r^2 = (x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (z_1 - z)^2,$$

¹⁾ Grassmann, Pogg. Ann. Bd. LXIV, S. 1. 1845*. — ²⁾ Hankel, Ber. d. k. Gesellsch. d. Wissensch. 1865. Pogg. Ann. Bd. CXXVI, S. 465. 1865*. — ³⁾ Reynard, Compt. rend. T. LXVII, p. 996. 1868*.

so ist

$$\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} = -\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_1} = \frac{x_1 - x}{r^3}; \quad \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y} = -\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y_1} = \frac{y_1 - y}{r^3}; \quad \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z} = -\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z_1} = \frac{z_1 - z}{r^3}.$$

Werden diese Gleichungen in die Gleichungen 4 und 5 (§. 24) für die Determinanten A, B, C eingeführt und $\cos \lambda, \cos \mu, \cos \nu$ durch $\frac{dx}{ds}, \frac{dy}{ds}, \frac{dz}{ds}$ ersetzt, so ergibt sich die (X)-Componente des geschlossenen Stromes auf das Element ds :

$$(X) = -\frac{1}{2} ii_1 \int \left\{ \left[\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_1} dx_1 - \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_1} dz_1 \right] dz - \left[\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_1} dy_1 - \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y_1} dx_1 \right] dy \right\}.$$

Addirt man hierzu $\mp \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_1} dx dx_1$, so erhält man

$$(X) = -\frac{1}{2} ii_1 \int \left\{ \left[\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_1} dx + \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y_1} dy + \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z_1} dz \right] dx_1 - (dx dx_1 + dy dy_1 + dz dz_1) \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_1} \right\}.$$

‘Gehört ds einem längeren Leiter an, für dessen Endpunkte die Werthe x in r_0 und r_1 übergehen, so erhält man bei der Ausführung der Integration innerhalb dieser Grenzen, wenn man für die Werthe

$\left(\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_1} \right) \dots$ die Werthe $-\left(\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} \right) \dots$ setzt:

$$(X) = -\frac{1}{2} ii_1 \int \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_1} \right) dx_1 + \frac{1}{2} ii_1 \int \int \frac{x_1 - x}{r^3} (dx dx_1 + dy dy_1 + dz dz_1).$$

Gehört ds einem in sich geschlossenen Strom an, so fällt das erste Glied fort, da dann $r_0 = r_1$ wird. Dann entspricht der Werth unter den zweiten Integralzeichen der Componente X der Wirkung von ds auf ds_1 . Multiplicirt und dividirt man diesen Werth mit $ds ds_1$, so ist

$$\frac{dx}{ds} \frac{dx_1}{ds_1} + \frac{dy}{ds} \frac{dy_1}{ds_1} + \frac{dz}{ds} \frac{dz_1}{ds_1} = \cos(ds, ds_1),$$

wo (ds, ds_1) den Winkel bezeichnet, den die Richtungen beider Elemente im Raume mit einander machen. Bildet man die analogen Ausdrücke für die Componenten (Y) und (Z) der Wirkungen der Elemente ds und ds_1 der geschlossenen Ströme aufeinander, so erhält man die Resultante derselben:

$$(R) = \sqrt{(X)^2 + (Y)^2 + (Z)^2} = \frac{1}{2} ii_1 \int \int \frac{\cos(ds ds_1)}{r^2} ds ds_1.$$

Leitet man die Wirkung der geschlossenen Ströme unmittelbar von der Summation der Wirkungen R ihrer einzelnen Elemente auf einander ab, so wäre letztere demnach

$$R = -\frac{1}{2} ii_1 \frac{\cos(ds ds_1)}{r^2} ds ds_1.$$

Die Wirkung zweier Elemente ds und ds_1 auf einander, welche beide geschlossenen Strömen angehören, ist also umgekehrt proportional dem Quadrat ihrer Entfernung und direct proportional dem Cosinus ihrer Neigung gegen einander. Dieselbe ist nach der Verbindungslinie beider Elemente gerichtet.

Nach der Aufstellung dieser Formeln ist es nur noch eine Aufgabe **28** der Rechnung, die Einwirkung eines beliebig gestalteten Schliessungskreises auf ein Stromelement oder auf einen zweiten Schliessungskreis zu bestimmen.

Mehrere Beispiele hiervon hat Ampère¹⁾ berechnet; so die Einwirkung zweier geradliniger Stromesleiter, welche in einer oder verschiedenen Ebenen liegen u. s. f.

Auch Plana²⁾ hat die Wirkung zweier in einer Ebene liegender kreisförmiger Ströme und eines kreisförmigen und eines elliptischen Stromes von den Intensitäten i und i^1 berechnet. — Die Wirkung zweier Kreisströme, deren Flächenräume λ und λ^1 , deren Radien m und m^1 sind, und deren Mittelpunkte den Abstand r haben, ergibt sich nach einer Correction von Kirchhoff³⁾:

$$A = \frac{3}{2} ii^1 \frac{\lambda \lambda^1}{r^4} + \frac{45}{16} ii^1 \frac{\lambda \lambda^1 (m^2 + m'^2)}{r^6} + \dots$$

Für die Wirkung eines Kreisstromes und eines elliptischen Stromes ergibt sich das erste Glied der die Wechselwirkung bezeichnenden Formel ebenfalls

$$A = \frac{3}{2} ii^1 \frac{\lambda \lambda^1}{r^4}.$$

Kann man also die, die höheren Potenzen enthaltenden Glieder der Dimensionen (Radien) der Ströme gegen ihre Entfernung vernachlässigen, so drückt die letzte Formel in beiden Fällen ihre Wechselwirkung aus⁴⁾.

1) Ampère, Théorie p. 223*. — 2) Plana, Giorn. arcad. T. CXI, p. 3.

3) Kirchhoff, Fortschritte der Physik 1848, S. 336*.

4) Am einfachsten kann man diese Aufgaben lösen, indem man die Stromflächen durch zwei mit den entgegengesetzten magnetischen Fluidis beladene magnetische Flächen ersetzt denkt (siehe weiter unten), die Potentiale der letzteren auf einander berechnet, und durch partielle Differentiation nach den betreffenden Richtungen die Anziehungs- oder Abstossungskräfte nach diesen bestimmt (vergl. Kirchhoff l. c.).

Da indess die Lösung dieser Aufgaben in physikalischer Beziehung nur in ganz speciellen Fällen ein grösseres Interesse darbietet, wollen wir uns mit der Andeutung der Ausführung eines einzigen Beispielles begnügen.

- 29 Es liege das Element ds_1 (Fig. 32) im Anfangspunkt der Coordinaten A . Es gehöre das Element ds einem Kreise O vom Radius m an, dessen Ebene der XY -Ebene parallel sei, und dessen Mittelpunkt in der XZ -Ebene liege. Es sind dann die Coordinaten des Mittelpunktes O

$$x_0 = p, \quad y_0 = 0, \quad z_0 = q,$$

und die Coordinaten eines Punktes M , welcher um den Winkel ω von dem Punkte B der Peripherie des Kreises abliegt, der durch den durch O parallel mit der X -Axe gezogenen Radius OB bestimmt ist, sind:

$$\begin{aligned} x &= p - m \cos \omega, \\ y &= m \sin \omega, \\ z &= q. \end{aligned}$$

Die Werthe C_0, B_0, A_0 werden bei Einführung dieser Werthe und bei partieller Integration, wenn man den Werth r und dr in

x, y und z ausdrückt und für ω die Grenzen 0 und 2π einführt:

$$C_0 = 3m^2 p^2 \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega d\omega}{r^5} - m^2 \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^5}$$

$$B_0 = 0$$

$$A_0 = -3m^2 p q \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega d\omega}{r^5},$$

woraus sich ergibt:

$$(X) = -\frac{1}{2} i i_1 ds_1 m^2 \cos \mu \left(3p^2 \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega d\omega}{r^5} - \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^5} \right)$$

$$(Y) = +\frac{1}{2} i i_1 ds_1 m^2 \left(3pq \cos \nu \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega d\omega}{r^5} + 3p^2 \cos \lambda \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega d\omega}{r^5} - \cos \lambda \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^5} \right)$$

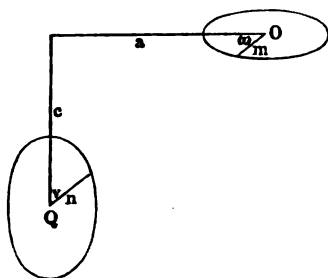
$$(Z) = -\frac{3}{2} i i_1 ds_1 m^2 p q \cos \mu \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega d\omega}{r^5}.$$

- 30 Mit Hilfe dieser Ausdrücke lässt sich die Einwirkung des Kreisstromes O auf einen zweiten Kreisstrom berechnen, von dem ds_1 ein

Stromelement wäre. Man braucht nur den Mittelpunkt dieses Kreisstromes als Coordinatenanfangspunkt zu betrachten, und die auf das Element ds_1 des Kreisumfanges berechnete Wirkung durch Integration auf den ganzen Umfang auszudehnen.

Weber¹⁾ hat auf diese Weise das Drehungsmoment berechnet, welches

Fig. 33.



der erste Kreisstrom auf einen zweiten Kreisstrom vom Radius n ausübt, der in einer auf der Ebene des Kreises O senkrechten Ebene liegt. Es wurde ausserdem angenommen, dass die von dem Mittelpunkt O (Fig. 33) auf die Ebene des Kreises Q , und umgekehrt vom Mittelpunkt des Kreises Q auf die Ebene von O gefällten Lothe in einem Punkt zusammentreffen.

Die Länge dieser Lothe sei resp. a

und c , und Kreis Q mag sich um das Loth c als Drehungsaxe drehen.

Man erhält dann die auf der Ebene des Kreises Q senkrechte Componente der Wirkung des Stromkreises O auf das Element ds_1 des Kreises Q :

$$= -\frac{1}{2} ii_1 m^2 ds_1 \left[3(a^2 \sin \nu - cn \cos^2 \nu) \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega d\omega}{r^5} - \sin \nu \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^3} \right],$$

worin für r der Werth:

$$r^2 = a^2 + c^2 + m^2 + n^2 + 2cn \sin \nu - 2m \cos \omega \sqrt{a^2 + n^2 \cos^2 \nu} \dots$$

zu setzen ist.

Ersetzt man in jenem Ausdruck den Werth ds_1 durch $n d\nu$, multiplicirt denselben mit dem jedesmaligen Abstand $n \cdot \sin \nu$ des Elementes ds_1 von der der Z -Axe parallelen Drehungsaxe c , und integrirt zwischen den Grenzen $\nu = 0$ bis $\nu = 2\pi$, so erhält man nach Weber das Drehungsmoment von Q in Bezug auf c :

$$d = -\frac{1}{2} ii_1 m^2 n^2 \int_0^{2\pi} \left[3(a^2 \sin \nu - cn \cos^2 \nu) \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega d\omega}{r^5} - \sin \nu \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^3} \right] \sin \nu d\nu.$$

Für die später zu erwähnenden experimentellen Untersuchungen sind drei specielle Fälle dieses Resultates von Bedeutung:

1) wenn die Ebene des Kreises O durch den Mittelpunkt des Kreises Q geht, also $c = 0$ ist;

2) wenn die Ebene des Kreises Q durch den Mittelpunkt von O geht, also $a = 0$ ist;

¹⁾ W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen, S. 42. 1846*.

3) wenn die Mittelpunkte beider Kreise zusammenfallen, also $a = c = 0$ ist.

Führt man diese Bedingungen in die Gleichungen für d und r ein, entwickelt $\frac{1}{r^3}$ und $\frac{1}{r^5}$ nach den Potenzen von $\cos \omega$, so erhält man für den ersten Fall nach Weber das Drehungsmoment:

$$\mathcal{A} = -\frac{\pi^2 m^2 n^2}{2 l^3} i i_1 \left[3 \frac{a^2}{l^2} - 2 + \frac{15}{32} \left(7 \frac{a^2}{l^2} - 4 \right) \left(4 + \frac{n^2}{a^2} \right) \frac{a^2 m^2}{l^4} + \right]$$

wo $l^2 = a^2 + m^2 + n^2 \dots$

Setzt man an Stelle des Leiters O eine Anzahl kreisförmiger, vom Strom durchflossener Ringe, deren Radius von o bis m wächst, so erhält man das von diesem Leiter auf Q ausgeübte Drehungsmoment

$$\mathcal{A}_1 = \int_0^m \mathcal{A} dm.$$

Bei Ausführung der Integration folgt:

$$\mathcal{A}_1 = -\frac{\pi^2}{2} v^3 n^2 i i_1 S,$$

$$\begin{aligned} \text{wo } S = & \left[\frac{1}{3} - w^2 \right] - \frac{3}{2} \left[\frac{3}{5} - w^2 - (3 - 7 w^2) f \right] v^2 \\ & + \frac{15}{8} \left[\frac{5}{7} - w^2 - 2(5 - 9 w^2) f + 3(5 - 11 w^2) g \right] v^4 \\ & - \frac{35}{16} \left[\frac{7}{9} - w^2 - 3(7 - 11 w^2) f + 11(7 - 13 w^2) g \right] v^6 \\ & + \frac{315}{256} \left[\frac{9}{11} - w^2 - 4(9 - 13 w^2) f + 26(9 - 15 w^2) g \right] v^8 \dots \end{aligned}$$

Hierin ist

$$\frac{m^2}{a^2 + n^2} = v^2; \quad \frac{n^2}{a^2 + n^2} = w^2; \quad \frac{4 a^2 + n^2}{16 (a^2 + n^2)} = f; \quad \frac{8 a^4 + 4 a^2 n^2 + n^4}{64 (a^2 + n^2)^2} = g$$

gesetzt.

Für den zweiten Fall erhält man in gleicher Weise:

$$\mathcal{A}_2 = \pi^2 v^3 n^2 i i_1 S,$$

$$\begin{aligned} \text{wo } S = & + \frac{1}{3} - \frac{3}{2} \left(\frac{1}{5} - \frac{10}{3} f g \right) v^2 + \frac{15}{8} \left[\frac{1}{7} + \frac{2}{5} (1 - 14 f) g + 42 f^2 g^2 \right] v^4 \\ & - \frac{35}{16} \left[\frac{1}{9} + \frac{3}{7} (2 - 18 f) g - \frac{54}{5} (1 - 11 f) f g^2 - 572 f^2 g^3 \right] v^6 \\ & + \frac{315}{128} \left[\frac{1}{11} + \frac{4}{9} (3 - 22 f) g + \frac{12}{7} (1 - 22 f + 143 f^2) g^2 \right. \\ & \left. + \frac{1144}{5} (1 - 10 f) f^2 g^3 + \frac{24310}{3} f^4 g^4 \right] v^8 \dots, \end{aligned}$$

$$\text{wo } \frac{m^2}{c^2 + n^2} = v^2; \quad \frac{c^2}{c^2 + n^2} = f; \quad \frac{n^2}{c^2 + n^2} = 4 g v^2.$$

Besteht der Leiter Q gleichfalls aus mehreren concentrischen Ringen, deren Radien von $n = n_1$ bis $n = n_2$ wachsen, so kann man für je zwei gleich weit von dem mittelsten Ringe liegenden Ringen stets annähernd einen doppelten Ring vom mittleren Durchmesser setzen.

Für den dritten Fall muss man, wenn $n > m$ ist, noch einmal eine Integration nach n zwischen den Grenzen n_1 und n_2 vornehmen. Man erhält dann das Drehungsmoment

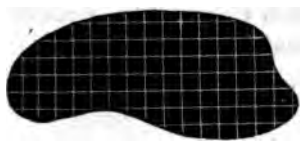
$$d_i = \frac{\pi^2 m^2}{n_2 - n_1} i i_1 \left[\frac{1}{3} \log \text{nat} \frac{n_2}{n_1} + \frac{9}{160} \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right) m^2 - \frac{225}{14336} \left(\frac{1}{n_2^4} - \frac{1}{n_1^4} \right) m^4 \right. \\ \left. + \frac{6125}{884736} \left(\frac{1}{n_2^6} - \frac{1}{n_1^6} \right) m^6 + \frac{694575}{184549376} \left(\frac{1}{n_2^8} - \frac{1}{n_1^8} \right) m^8 + \dots \right]$$

Liegen die Ringe nicht in einer Ebene, sondern in parallel neben einander liegenden Ebenen, so ist die Wirkung kleiner, als im ersten Falle. Sie ist dann nach der Formel d zu berechnen, welche zwischen den jedesmal gegebenen Grenzen zu integrieren ist.

Die Rechnung vereinfacht sich sehr, wenn man statt grösserer endlicher Ströme, unendlich kleine, in sich geschlossene Ströme betrachtet. Zu gleicher Zeit dient diese Betrachtung dazu, auf eine bequeme Weise die Wirkung eines grösseren geschlossenen Stromes auf ein Stromelement oder auf einen zweiten geschlossenen Strom zu bestimmen ¹⁾.

Zerlegt man nämlich die von einem geschlossenen Strome (Fig. 34) umkreiste Fläche durch zwei Systeme

Fig. 34.



schneidender Parallelen in unendlich viele, unendlich kleine Vierecke, und denkt sich um den Umfang der letzteren galvanische Ströme kreisend, welche mit dem geschlossenen Strom gleiche Intensität und Richtung

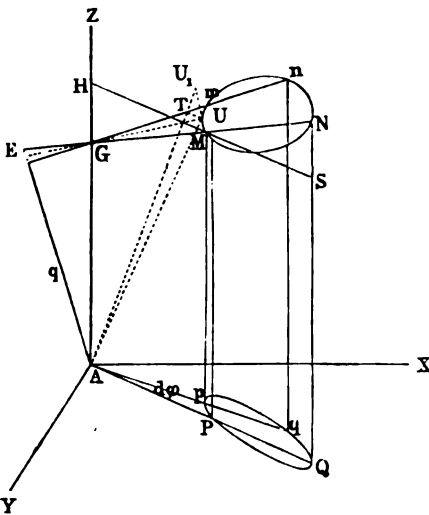
haben, so heben sich sämmtliche, im Inneren des geschlossenen Stromes liegende Theile dieser kleinen Ströme auf, und es bleiben nur am Umfang des Systemes die mit dem geschlossenen Strome zusammenfallenden Theile derselben übrig.

Man kann demnach jeden geschlossenen Strom durch ein System unendlich vieler kleiner geschlossener Ströme ersetzen, welche die einzelnen Räume umkreisen, in welche jede beliebige, von ersterem umschlossene Fläche zerlegt werden kann. Es reducirt sich hierdurch die Berechnung der Wirkung eines geschlossenen Stromes auf eine Summation von Wirkungen unendlich kleiner geschlossener Ströme.

Wir betrachten wiederum zuerst die Einwirkung eines unendlich kleinen geschlossenen Stromes auf ein Stromelement.

¹⁾ Ampère, l. c.

Das Element ds_1 (Fig. 35) liege im Anfangspunkte der Coordinaten. Der geschlossene Strom $MNmn$ befinde sich in einer Ebene, deren Abstand vom Coordinatenanfangspunkt A durch das Loth $AE = q$ gemessen ist. Die Winkel, welche diese Ebene mit den Coordinatenebenen macht, seien ξ, η, ζ . Sie schneide die Z -Axe in Punkt G .



Es werden durch die Z -Axe zwei um einen sehr kleinen Winkel $d\varphi$ gegeneinander geneigte Ebenen gelegt. Sie schneiden den geschlossenen Strom in den Punkten M, N, m, n , die Projection desselben auf die XY -Ebene in P, Q, p, q . Eine durch M gelegte, mit der XY -Ebene parallele Ebene schneide die Z -Axe in H , die Linie NQ in S .

Sind die Coordinaten des Elementes Mm des geschlossenen Stromes x, y, z , ist sein Abstand von A gleich r , so ist die Wirkung des Stromes abhängig von den drei Determinanten:

$$C_1 = \int \frac{xdy - ydx}{r^3}$$

$$B_1 = \int \frac{zdx - xdz}{r^3}$$

$$A_1 = \int \frac{ydz - zdy}{r^3}$$

Ist der Abstand der Projection Pp des Elementes mM vom Coordinatenanfangspunkt gleich u , so ist

$$\Delta A P p = \frac{xdy - ydx}{2} = \frac{u \cdot u d\varphi}{2}$$

also

$$C_1 = \int \frac{u^2 d\varphi}{r^3}$$

Hat ferner das Element Nn die Coordinaten $x + \delta x, y + \delta y, z + \delta z$, ist seine Projection Qq vom Coordinatenanfangspunkt um $u + \delta u$ entfernt, so ist für dieses Element die entsprechende Determinante

$$C_2 = \int \frac{(u + \delta u)^2 d\varphi}{(r + \delta r)^3}.$$

In den Elementen mM und nN läuft der Strom in entgegengesetzter Richtung. In den Ausdrücken für ihre gemeinschaftliche Wirkung f das Element ds_1 kommt daher die Differenz der Determinanten $-C_1 = C$ vor. Diese Differenz ist

$$C = \int \frac{u^2 d\varphi}{r^3} - \int \frac{(u + \delta u)^2 \delta \varphi}{(r + \delta r)^3} = -\delta \left(\int \frac{u^2 d\varphi}{r^3} \right)$$

er bei Ausführung der Differenzirung:

$$C = \int \left(\frac{3u^2 \delta r}{r^4} - \frac{2u \delta u}{r^3} \right) d\varphi.$$

Differenzirt man die Gleichung $r^2 = u^2 + z^2$, so erhält man bei Betrachtung der ähnlichen Dreiecke GHM und MSN für δr den Werth

$$\delta r = \frac{r^2 \cos \xi - qz}{ur \cos \xi} \delta u.$$

Beim Einsetzen dieses Werthes in C wird:

$$C = \int \left(\frac{1}{r^3} - \frac{3qz}{r^5 \cos \xi} \right) u \delta u d\varphi.$$

Ist der geschlossene Stromkreis sehr klein, so kann man annehmen, dass r und z in seinem ganzen Umfang sich nur sehr wenig ändern, und kann an ihre Stelle die Werthe l und z_0 setzen, welche sich auf den Schwerpunkt desselben beziehen. Es ist ferner $u d\varphi$ der Bogen Pp , δu die Linie PQ , also $u \delta u d\varphi$ das Viereck $PQp q$, mithin $\int u \delta u d\varphi$ die Projection des Stromkreises auf die XY -Ebene. Ist der Rauminhalt des geschlossenen Stromes gleich λ , so ist demnach

$$\int u \delta u d\varphi = \lambda \cos \xi$$

und

$$C = \left(\frac{1}{l^3} \cos \xi - \frac{3qz_0}{l^5} \right) \lambda \dots \dots \dots 1)$$

Bei Vertauschung von ξ und z_0 mit ξ und x_0 sowie η und y_0 erhält man analog:

$$B = \left(\frac{1}{l^3} \cos \eta - \frac{3qy_0}{l^5} \right) \lambda$$

$$A = \left(\frac{1}{l^3} \cos \xi - \frac{3qx_0}{l^5} \right) \lambda$$

Mit Hilfe dieser Werthe kann man die Grösse der Directrix $D = \sqrt{A^2 + B^2 + C^2}$ und die auf ihr und dem Elemente ds_1 senkrechte Resultante der Wirkung $R = -\frac{1}{2} i i_1 ds_1 D \sin \varepsilon$ berechnen, wo ε den Winkel zwischen D und ds_1 bezeichnet.

Liegt z. B. das Element ds_1 und der unendlich kleine Strom in einer Ebene, z. B. der XY -Ebene, so ist $q = 0$, $\cos \xi = \cos \eta = 0$, $\cos \zeta = 1$, $A = B = 0$, $\varepsilon = \frac{\pi}{2}$, also $D = C$ und

$$R = -\frac{1}{2} \frac{ii_1 ds_1 \lambda}{l^3} \dots \dots \dots 2)$$

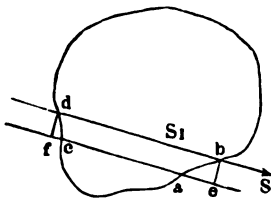
Diese Kraft steht dann auf dem Element ds_1 senkrecht und liegt ebenfalls in der XY -Ebene (vergl. §. 26).

33

Gehört der unendlich kleine geschlossene Strom einem grösseren, in sich geschlossenen ebenen Strome an, der nach Anleitung des §. 31 in kleine Ströme zerlegt ist, so erhält man die Wirkung jenes Stromes auf ein Element ds_1 , welches mit ihm in der XY -Ebene liegt, indem man den kleinen Strom als Element der Fläche des grossen Stromes betrachtet und danach integrirt. Dieses Integral wird dann, wie die Formel 2) des vorigen Paragraphen zeigt, durch den Rauminhalt eines Prismas dargestellt, welches die Ebene des Stromes zur Basis und den umgekehrten Werth der dritten Potenz des Abstandes jedes Punktes seiner Fläche $\left(\frac{1}{l^3}\right)$ von ds_1 an diesem Punkte selbst zur Höhe hat.

Denken wir uns von dem Schwerpunkt des ersten kleinen Stromes S ein System von dicht neben einander liegenden Linien Sac, Sbd (Fig. 36)

Fig. 36.



durch einen in derselben Ebene liegenden zweiten Strom S_1 gelegt, so werden wir diese, wenn die Entfernung der Ströme gross ist, als parallel ansehen können. Liegen nun zwischen zwei solchen Linien die Elemente ab und cd des Stromes S_1 , so werden wir diese Elemente in je zwei Componenten zerlegen können, von denen die einen ae und cf in die Richtung der parallelen Linien Sac, Sbd fallen, die anderen be und df auf ihnen senkrecht stehen. Bei der Integration der Wirkungen des Stromes S auf alle Elemente ab und cd des zweiten Stromes heben sich die ersteren Componenten gegenseitig auf. Nur die letzteren bleiben bestehen. Es sei die Länge der auf den Linien Sac und Sbd senkrechten Componenten $be = df$ gleich $d\sigma$, der Abstand von ab vom Schwerpunkt S des ersten Stromes gleich r , also der von cd gleich $r + \delta r$, so ist die gemeinsame Wirkung des Stromes S auf die beiden Elemente ab und cd , da sie in entgegengesetzter Richtung vom Strom durchflossen werden, wenn wir die Glieder vernachlässigen, welche die höheren Potenzen von δr enthalten:

$$R = -\frac{1}{2} ii_1 \lambda d\sigma \left(\frac{1}{r^3} - \frac{1}{(r + \delta r)^3} \right) = -\frac{3}{2} \frac{ii_1 \lambda d\sigma \delta r}{r^4}$$

Der Werth $\delta\sigma dr$ entspricht dem Flächenraum $ebdf$ oder auch $abcd$.
 m wir daher die Ausdrücke R für alle Elemente des Stromes S_1 , so
 icht die Summe dieser Flächenräume dem Flächenraum des Stro-
 S_1 . Nehmen wir dann in allen Fällen für den Werth r den auf
 Schwerpunkt des Stromes S_1 bezüglichen Werth r_0 , indem wir die
 en Abweichungen von demselben bei den einzelnen Elementen ver-
 lässigen, so erhalten wir die Gesamtwirkung

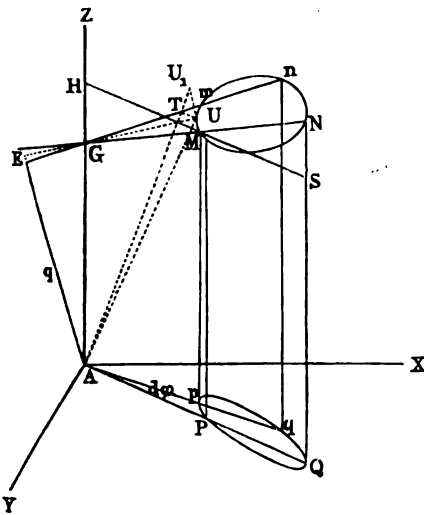
$$(R) = -\frac{3 ii_1 \lambda \lambda_1}{2 r_0^4}.$$

Diese Formel stimmt mit den Formeln überein, welche Plana (§. 28)
 die Wirkung kleiner Kreisströme und eines Kreisstromes und ellipti-
 n Stromes auf einander erhalten hat. — Die von Ampère¹⁾ gege-

Formel $(R) = \frac{ii_1 \lambda \lambda_1}{r_0^4}$ ist nicht ganz richtig.

Wir wollen den Formeln des §. 32 eine etwas andere Gestalt ge- 34

Fig. 37.



ben, in der wir sie bei der
 Vergleichung der magne-
 tischen und elektrodyna-
 mischen Wirkungen be-
 quem verwenden können.
 Diese Gestalt der Formeln
 rührt von Neumann her.

Man errichtet auf der
 Ebene des geschlossenen
 Stromes $MmNn$ auf Mm
 (Fig. 37) ein Loth UU_1
 und nimmt auf demsel-
 ben einen Punkt U_1 an,
 der um den unendlich
 kleinen Werth dq von der
 Ebene des Stromes ent-
 fernt ist, so dass seine

Coordinaten $x + dx$,
 $y + dy$, $z + dz$ sind.

ht man nun $U_1 A$ und fällt von U auf $U_1 A$ das Loth UT , so ist bei
 Kleinheit der Linien $U_1 U$, $U_1 T$, UT Linie $U_1 T = dr$ und, da Dreieck
 $T \propto UU_1 T$, also $\frac{AE}{AT} = \frac{U_1 T}{UU_1}$ ist, auch $\frac{q}{r} = \frac{dr}{dq}$. Es ist ferner

$$\cos \xi = \frac{dx}{dq}, \cos \eta = \frac{dy}{dq}, \cos \zeta = \frac{dz}{dq}.$$

¹⁾ Ampère, Théorie, p. 231.

Setzt man dies in die Gleichungen 1 des §. 32 ein, und vertauscht dort r mit l , so ist

$$A = \lambda \left(l^{-3} \frac{dx}{dq} - 3 x l^{-4} \frac{dl}{dq} \right) = \lambda \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq}$$

$$B = \lambda \frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq}$$

$$C = \lambda \frac{d\left(\frac{z}{l^3}\right)}{dq}.$$

Die Componenten der Resultante selbst sind alsdann:

$$X = -\frac{1}{2} i i_1 \lambda \frac{d\left(\frac{z d y_1 - y d z_1}{l^3}\right)}{dq}$$

$$Y = -\frac{1}{2} i i_1 \lambda \frac{d\left(\frac{x d z_1 - z d x_1}{l^3}\right)}{dq}$$

$$Z = -\frac{1}{2} i i_1 \lambda \frac{d\left(\frac{y d x_1 - x d y_1}{l^3}\right)}{dq}.$$

Liegt das Element ds_1 nicht im Anfangspunkt der Coordinaten, sondern sind die Coordinaten desselben x_1, y_1, z_1 , so hat man in den Formeln für x, y, z resp. $x - x_1, y - y_1, z - z_1$ zu setzen.

Die Componenten der Wirkung des geschlossenen Stromes auf Element ds_1 , welches mit den Axen Winkel α macht, deren Coordinaten $\frac{dx_1}{ds_1}, \frac{dy_1}{ds_1}, \frac{dz_1}{ds_1}$ sind, ergeben sich dann:

$$X = -\frac{1}{2} i i_1 \lambda \frac{d\left(\frac{(z - z_1) d y_1 - (y - y_1) d z_1}{l^3}\right)}{dq}$$

$$Y = -\frac{1}{2} i i_1 \lambda \frac{d\left(\frac{(x - x_1) d z_1 - (z - z_1) d x_1}{l^3}\right)}{dq}$$

$$Z = -\frac{1}{2} i i_1 \lambda \frac{d\left(\frac{(y - y_1) d x_1 - (x - x_1) d y_1}{l^3}\right)}{dq}.$$

15 Gehört das Element ds_1 gleichfalls einem unendlich kleinen geschlossenen Strom an, so sind diese Ausdrücke nach ds_1 zu integrieren. Integriert man unter dem Differentialzeichen, so ist in dem Ausdruck

die X-Componente $\int \frac{(z - z_1) dy_1 - (y - y_1) dz_1}{l^3}$ gleich der Determinante A_1 des zweiten Stromes in Bezug auf ein Element des ersten. Es lässt sich also dieser Ausdruck auch durch den anderen

$$A_1 = \lambda_1 \frac{d\left(\frac{x_1 - x}{l^3}\right)}{dq_1}$$

darstellen, wo λ_1 der Flächeninhalt des zweiten Stromes, q_1 das von dem Coordinatenanfangspunkt auf seine Ebene gefällte Loth ist. So ergibt sich die X-Componente der Wirkung beider geschlossener Ströme auf einander:

$$(X) = -\frac{1}{2} ii_1 \lambda \lambda_1 \frac{d^2\left(\frac{x - x_1}{l^3}\right)}{dq dq_1}$$

und analog

$$(Y) = -\frac{1}{2} ii_1 \lambda \lambda_1 \frac{d^2\left(\frac{y_1 - y}{l^3}\right)}{dq dq_1}$$

$$(Z) = -\frac{1}{2} ii_1 \lambda \lambda_1 \frac{d^2\left(\frac{z_1 - z}{l^3}\right)}{dq dq_1}.$$

Da diese Formeln nach den Constanten beider Ströme vollkommen symmetrisch sind, so ist die Wirkung des Stromes λ auf den Strom λ_1 dieselbe, wie umgekehrt die Wirkung von λ_1 auf λ .

Die rotatorischen Kräfte, welche der Strom λ auf λ_1 ausübt, ergeben sich aus den Formeln

$$L = \int (Y z_1 - Z y_1)$$

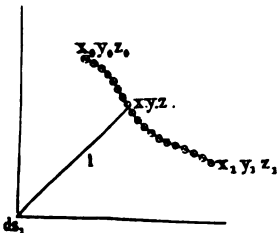
$$M = \int (Z x_1 - X z_1)$$

$$N = \int (X y_1 - Y x_1).$$

Die von λ_1 auf λ ausgeübten Rotationskräfte folgen bei Vertauschung der Constanten beider Ströme.

Wir fügen hier noch folgende Betrachtungen an, die wir später bei 36

Fig. 38.



den Untersuchungen über den Magnetismus nöthig haben werden. — Liegen um eine beliebige Linie in gleichen Abständen von einander und senkrecht gegen die Linie gleich grosse, unendlich kleine geschlossene Ströme von gleicher Intensität, so bezeichnet man nach Ampère ein solches System mit dem Namen Solenoid (von $\sigma \omega \lambda \eta \nu$, die Rinne).

Die Wirkung eines solchen Solenoids auf ein Stromelement bestimmt sich folgendermaassen.

Es liege das Element ds_1 Fig. 38 (a. v. S.), im Anfangspunkt der Coordinaten; die Coordinaten eines der kleinen Ströme des Solenoids seien xyz , sein Flächenraum sei λ , sein Abstand vom Coordinatenanfangspunkt $l = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, dann ist nach §. 34 die Determinante A desselben in Bezug auf das Stromelement

$$A = \lambda \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq},$$

wo q das auf die Ebene des kleinen Stromes vom Anfangspunkt der Coordinaten aus gefällte Loth ist.

Kreisen um die Einheit der Länge des Solenoids α einzelne kleine Ströme, so befinden sich auf dem Element $d\sigma$ der Länge desselben $\alpha d\sigma$ solcher Ströme. Für diese zusammen ist also die Determinante

$$A_{d\sigma} = \lambda \alpha d\sigma \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq}.$$

Da die Ebenen der kleinen Ströme auf der Längsrichtung des Solenoids senkrecht stehen, so ist $dq = d\sigma$, also

$$A_{d\sigma} = \lambda \alpha d\sigma \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{d\sigma}.$$

Sind die Coordinaten der Endpunkte des Solenoids $x_0 y_0 z_0, x_1 y_1 z_1$ die entsprechenden Werthe von l resp. l_0 und l_1 , so ist die Determinante für das ganze Solenoid

$$A_\sigma = \lambda \alpha \int_{x_0}^{x_1} \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{d\sigma} d\sigma = \lambda \alpha \left(\frac{x_1}{l_1^3} - \frac{x_0}{l_0^3}\right).$$

Ist das Solenoid nach einer Seite unendlich ausgedehnt, so ist für diese Seite z. B. $x_0 = \infty, l_0 = \infty$, also $\frac{x_0}{l_0^3} = 0$, und daher die Determinante für das einseitig unbegrenzte Solenoid

$$A_0 = \lambda \alpha \frac{x_1}{l_1^3}.$$

Ebenso ist

$$B_0 = \lambda \alpha \frac{y_1}{l_1^3}$$

$$C_0 = \lambda \alpha \frac{z_1}{l_1^3}.$$

Die Directrix D_0 ist demnach

$$D = \sqrt{A_0^2 + B_0^2 + C_0^2} = \frac{\lambda \alpha}{l_1^3}.$$

Die Cosinus der Winkel, welche die Directrix mit den Axen macht, sind

$$\frac{A}{D} = \frac{x_1}{l_1}, \quad \frac{B}{D} = \frac{y_1}{l_1}, \quad \frac{C}{D} = \frac{z_1}{l_1}.$$

Es fällt also die Richtung der Directrix mit der Verbindungslinie des im Anfangspunkt der Coordinaten gelegenen Elementes mit dem Endpunkt des Solenoids zusammen. Die Resultante R der Wirkung des Solenoids auf das Element ds_1 steht mithin auf der durch das Element und seine Verbindungslinie l_1 mit dem Endpunkt des Solenoids gelegten Ebene senkrecht.

Bezeichnet $(l_1 ds_1)$ den Winkel zwischen l_1 und ds_1 , so ist die Resultante nach §. 24

$$R = -\frac{1}{2} i i_1 ds_1 \lambda \alpha \frac{\sin(l_1 ds_1)}{l_1^2}.$$

Nach dem Princip der Gleichheit der Wirkung und Gegenwirkung wird, wenn das Element ds_1 fest ist, das Ende $x_1 y_1 z_1$ des Solenoids von einer gleichen, aber entgegengesetzt gerichteten Kraft sollicitirt.

Ist das Solenoid nicht unendlich lang, sondern auch am anderen Ende im Punkt $x_0 y_0 z_0$ begrenzt, so kann man dasselbe betrachten als bestehend aus zwei nach einer Seite unendlichen und gleichgerichteten Solenoids, von denen das eine von der Unendlichkeit bis zum Punkt $x_1 y_1 z_1$ reicht, das andere ebenso bis zum Punkt $x_0 y_0 z_0$. Letzteres muss von kleinen Strömen umflossen sein, welche gleichen Flächeninhalt und gleiche Intensität besitzen wie die des ersten, aber ihnen entgegengerichtet sind. Es heben sich dann die Wirkungen beider Solenoide von ihrem in der Unendlichkeit liegenden Ende bis zum Punkt $x_0 y_0 z_0$ auf. Aus der letzten Formel ist übrigens ersichtlich, dass die Wirkung eines solchen Solenoids durchaus nicht abhängig ist von der Gestalt der Curve um welche seine geschlossenen Ströme herum liegen, sondern nur von der Lage seiner Endpunkte.

Bildet ein Solenoid eine in sich zurücklaufende Curve, so wirkt es nicht auf ein Stromelement; denn fixiren wir zwei beliebige Punkte desselben, so heben sich die Wirkungen der zwischen ihnen befindlichen beiden Hälften des Solenoids gerade auf¹⁾.

Wir wollen ferner die Wirkung eines unendlich kleinen Stromes vom 37 Flächeninhalt λ^1 und der Intensität i^1 , dessen Coordinaten $x^1 y^1 z^1$ sind, auf ein nach einer Seite unendlich verlängertes Solenoid berechnen, dessen begränztes Ende die Coordinaten $x_1 y_1 z_1$ besitzt, dessen Molecularströme wie in dem oben angegebenen Beispiel beschaffen sind.

¹⁾ Aus der Unwirksamkeit eines in sich geschlossenen Solenoids hat Savary, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXII, p. 91. 1823*, die Constanten der Ampère'schen Formel abgeleitet. Vgl. auch ebenso Blanchet, Annales de l'Ecole normale supérieure T. II, p. 1. 1865*.

Liegen auf der Längeneinheit $d\sigma$ des Solenoids α Molecularströme von der Intensität i und dem Flächeninhalt λ , ist q das vom Koordinatenanfangspunkt auf den Strom λ_1 gefällte Loth, so ist nach den Formeln des §. 35 die X -Componente der Wirkung der Ströme auf dem Element $d\sigma$ des Solenoids auf den geschlossenen Strom λ^1 :

$$X = -\frac{1}{2} i i^1 \lambda \lambda^1 \alpha d\sigma \frac{d^2 \left(\frac{x - x^1}{l^3} \right)}{dq d\sigma},$$

wo x die X -Coordinate von $d\sigma$, l der Abstand zwischen $d\sigma$ und λ^1 ist. Integriert man den Ausdruck nach $d\sigma$ und setzt für x und l die den Enden des Solenoids entsprechenden Werthe x_1 und l_1 , so erhält man die ganze X -Componente der Wirkung:

$$(X) = -\frac{1}{2} i i^1 \lambda \lambda^1 \alpha \frac{d \left(\frac{x_1 - x^1}{l_1^3} \right)}{dq}.$$

Bei Vertauschung von x mit y und z ergeben sich die entsprechenden Componenten (Y) und (Z).

Ausserdem wirkt auf den Strom ein Kräftepaar in der Ebene, welche durch Linie l^1 und ihre Projection auf die Ebene des Stromes λ^1 bestimmt ist. Sein Moment ist

$$\frac{1}{2} i i^1 \lambda \lambda^1 \alpha \frac{\sin (dq, l^1)}{l_1^2},$$

wo (dq, l^1) der Winkel zwischen dem auf der Ebene des Stromes errichteten Loth dq und l^1 ist¹⁾. — Die Wirkung des Stromes auf das Ende des Solenoides ist durch die negativen Werthe der Componenten (X), (Y), (Z) gegeben. Das Kräftepaar verschwindet dabei.

- 38 Sind zwei Solenoide gegeben, welche nach der einen Seite unendlich lang sind, deren in der Endlichkeit liegende Enden die Coordinaten $x_1 y_1 z_1$ und $x^1 y^1 z^1$ haben, deren Molecularströme die Flächenräume λ_1 und λ^1 und die Intensitäten i_1 und i^1 besitzen, und auf deren Längeneinheit resp. α_1 und α^1 solcher Ströme sich befinden, so ist die X -Componente der Wirkung zweier Elemente $d\sigma_1$ und $d\sigma^1$ der Solenoide auf einander, deren Coordinaten xyz , $\xi\eta\zeta$, deren Abstand r ist, sind:

$$X = -\frac{1}{2} i_1 i^1 \lambda_1 \lambda^1 \alpha_1 \alpha^1 d\sigma_1 d\sigma^1 \frac{d^2 \left(\frac{x - \xi}{r^3} \right)}{d\sigma_1 d\sigma^1}.$$

¹⁾ Diese, wie ähnliche Aufgaben, lösen sich am leichtesten, wenn man die kleinen Ströme durch Magnete ersetzt denkt, welche auf ihrer Ebene senkrecht stehen (vergl. das Cap.: Vergleichung des Verhaltens der Magnete und Solenoide).

si der doppelten Integration über die Länge der Solenoide erhält man die X -Componente ihrer Wirkung:

$$(X) = -\frac{1}{2} i_1 i^1 \lambda_1 \lambda^1 \alpha_1 \alpha^1 \frac{x_1 - x^1}{l^3},$$

o l der Abstand der Enden der Solenoide von einander ist.

Entwickelt man in gleicher Weise die Y - und Z -Componente, so erhält man die Gesamtwirkung der Solenoide auf einander:

$$(R) = \sqrt{(X)^2 + (Y)^2 + (Z)^2} = -\frac{1}{2} i_1 i^1 \lambda_1 \lambda^1 \alpha_1 \alpha^1 \frac{1}{l^2}.$$

Diese Resultante wirkt in der Richtung der Verbindungslinie der Enden $x_1 y_1 z_1$ und $x^1 y^1 z^1$ der Solenoide, und ist dem Quadrat des Abstandes derselben umgekehrt proportional.

Sind die Molecularströme bei der Solenoide gleichgerichtet, wenn man sie z. B. von der Seite der Solenoide aus betrachtet, wobei man etwa das begrenzte Ende der letzteren zur Linken hat, so haben i und i^1 dasselbe Vorzeichen, R ist also negativ, d. h. die begrenzten Enden der Solenoide ziehen sich an. Im entgegengesetzten Falle tritt Abstossung ein.

Sind die Solenoide auch auf der anderen Seite durch die Punkte $y_0 z_0$ und $x^0 y^0 z^0$ begrenzt, so ergibt sich die X -Componente ihrer Wirkung auf einander bei der Integration:

$$X = -\frac{1}{2} i_1 i^1 \lambda_1 \lambda^1 \alpha_1 \alpha^1 \left[\frac{x_1 - x^1}{l_1^3} + \frac{x_1 - x^0}{l_0^3} - \frac{x_1 - x^0}{l_1^3} - \frac{x^1 - x_0}{l_0^3} \right],$$

in welchem Ausdrücke die Werthe $l_1^1, l_0^0, l_1^0, l_0^1$ die Abstände der beiden Endpunkte des einen Solenoids von denen des anderen bezeichnen.

Entsprechend erhielt man bei Vertauschung des x mit y und z die Y - und Z -Componente der Wirkung beider Solenoide auf einander ¹⁾.

II. Bestätigung der elektrodynamischen Gesetze für geschlossene Ströme mittelst des Elektrodynamometers.

Die Ampère'sche Formel ist durch die Versuche von Ampère ³⁹ selbst nicht so vollständig bewiesen, dass sie nicht einer weiteren Bestätigung bedürfte. Die Betrachtung einer Anzahl von Gleichgewichtszuständen der auf einander wirkenden, vom Strome durchflossenen Leiter war für diesen Beweis um so weniger genügend, als die verhältnissmäßig schwachen elektrodynamischen Wirkungen leicht durch Reibungswiderstände u. s. w. aufgewogen werden konnten. Es ist daher von besonderer Wichtigkeit, dass W. Weber ²⁾ durch sorgfältige Versuche eine

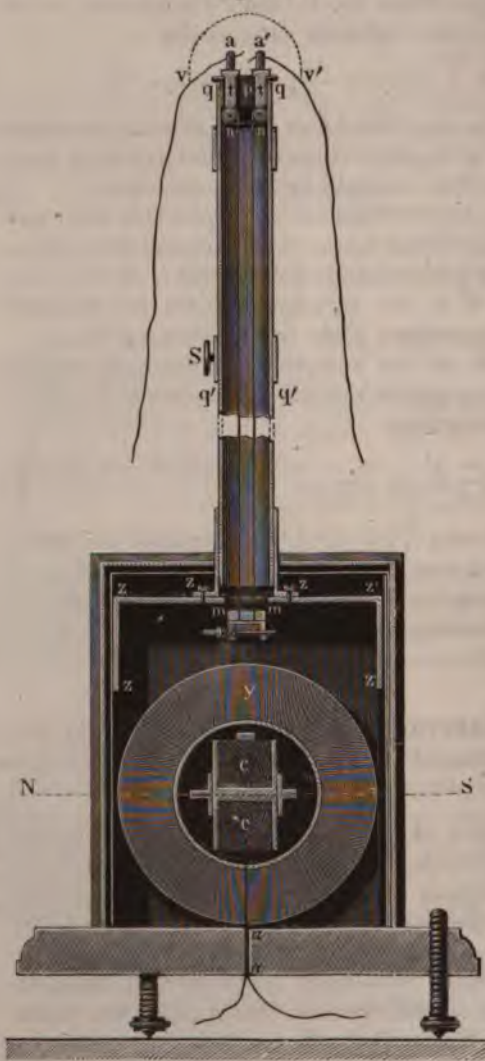
¹⁾ Vergl. auch Frost, Quarterly Journ. of Math. Vol. XI, p. 47, 134. 1870*. — W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Thl. I, S. 10. 1846*; Auszug Pogg. Annal. Bd. LXXIII, S. 193*.

Wiedemann, Galvanismus. II.

Bestätigung der Ampère'schen Theorie gegeben hat, so weit sie wenigstens für geschlossene Ströme gilt.

Weber bediente sich hierzu des Elektrodynamometers, welches auf die §. 30 ausgeführten Einwirkungen zweier Stromkreise auf einander begründet ist, deren Ebenen auf einander senkrecht stehen.

Fig. 39.



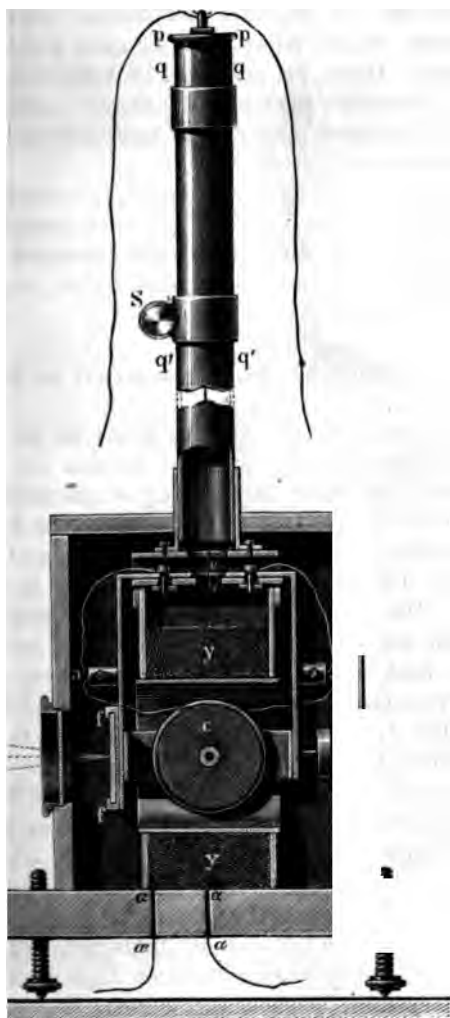
Auf die Messingscheiben der Bifilarrolle *C* sind auf zwei diametral gegenüberliegenden Seiten beiderseits metallene Fortsätze geschraubt-

Auf eine zwischen zwei quadratische Messingplatten gelöthete Messingröhre *y* (Fig. 39 und 40) von 76^{mm} Länge und 76^{mm} Durchmesser waren 3500 Windungen eines 0,7^{mm} dicken Kupferdrathes aufgewunden. Die Enden desselben gingen durch ein Loch $\alpha\alpha_1$, das in der Mitte eines durch drei Stellschrauben horizontal gestellten Brettes eingebohrt war, auf welches die Messingplatten der so gewundenen Spirale befestigt waren. In das Innere dieser „Multiplicatorrolle“ wurde eine zweite Rolle, die „Bifilarrolle“ *C*, eingehängt. Dieselbe bestand aus 5000 Windungen eines 0,4^{mm} dicken, mit Seide besponnenen Kupferdrathes, welche auf einen 3^{mm} dicken Messingdrath zwischen zwei, in einem Abstand von 30^{mm} auf denselben aufgelötheten kreisrunden Messingscheiben von 66,8^{mm}

Durchmesser aufgewunden waren. Die Bifilarrolle wird so in die Multiplicatorrolle eingelegt, dass ihre Axe auf der Axe der letzteren senkrecht steht-

in einen derselben ist ein Planspiegel *f* befestigt, auf dem anderen derselben ein äquilibrirtes Gegengewicht *h*, welche sich beide in der senkrechten Lage der Bifilarrolle an den Enden der Axe der Multiplicatorrolle befinden. An den Fortsätzen ist zugleich ein metallener Bügel *l'* angebracht, der über die Multiplicatorrolle hinübergreift und zur Aufhängung der Bifillarrolle dient.

Fig. 40.



Derselbe ist oberhalb in der Mitte bei *e* durchbohrt. Die von der Rolle kommenden Drathenden sind durch zwei an den beiden Armen des Bügels befindliche Schrauben *a* und *b* festgehalten und gehen sodann zu zwei durch Elfenbein isolirten, auf den Bügel aufgesetzten Klemmen. In diese werden die Enden zweier, zum Aufhängen der Bifillarrolle bestimmter Kupferdrähte von je 1^m Länge und $\frac{1}{6}$ ^{mm} Dicke eingeschraubt. Diese Drähte gehen unter zweien, unterhalb des Bügels befestigten Elfenbeinplatten fort zu zwei in denselben unterhalb der Oeffnung *e* angebrachten Kerben und von da vertical nach oben. Durch eine Schraube kann man die Elfenbeinplatten mit den Kerben beliebig einander nähern und von einander entfernen. Die Elfenbeinplatten werden so gestellt, dass der Schwerpunkt der Rolle genau vertical unter dem in

Mitte zwischen ihren Kerben liegenden Punkte sich befindet. — Auf quadratischen Messingplatten der Multiplicatorrolle ist eine hori-

zontale Messingplatte befestigt, welche ein 150^{mm} langes, auf einem zweiten Rohr verschiebbares, und auf diesem durch eine Schraube *S* festgehaltenes Messingrohr *qq*₁ trägt. Das Rohr ist oben durch einen Deckel *p* von Elfenbein geschlossen, welcher zwei Klemmschrauben *a* und *a*₁ trägt. Mit diesen sind zwei Messingröllchen *nn* von 10^{mm} Durchmesser verbunden, über die die Enden der, die Bifilarrolle tragenden Kupferdräthe hinübergelegt werden. Dieselben werden unterhalb der Rollen *nn* mittelst eines Seidenfadens mit einander verbunden. Hierdurch kann sich die Spannung beider Dräthe, selbst wenn sie nicht gleich lang sind, hinlänglich ausgleichen. Durch die am Bügel *l'* befindliche, die Elfenbeinplatten stellende Schraube werden die unteren Enden der Dräthe so weit von einander entfernt, dass sie auf ihrer ganzen Länge den gleichen Abstand von einander (3 bis 4^{mm}) behalten.

Zweckmässiger kann man die die Bifilarrolle tragende Vorrichtung, statt auf dem oberen Ende der Messingröhre *qq*₁, an einem besonderen, an der Wand des Zimmers über der Multiplicatorrolle befestigten Arm anbringen. Dieselbe muss sich dann an diesem Arme drehen, auf und nieder stellen und seitlich verschieben lassen.

40 Eine andere einfachere Einrichtung des Dynamometers ist die folgende:

Die Multiplicatorrolle *A* (Fig. 41) ist um einen Drath als Axe zwischen zwei Messingplatten gewunden und auf einen Rahmen von Holz aufgelegt. Die Bifilarrolle ist auf einen Messingring *a* gewunden, in welchen die Multiplicatorrolle hineingestellt werden kann. Zu diesem Zwecke kann man die eine Seite des Holzrahmens mittelst eines Charniers umlegen, und sie nach dem Einsetzen der Rolle wieder in ihrer früheren Lage befestigen. Die Bifilarrolle ist an einer messingenen Klammer *b* befestigt, welche an eine horizontale, am Rande getheilte Kreisscheibe *c* angeschraubt wird. Diese Scheibe bewegt sich auf einer zweiten, mit einem Index versehenen Kreisscheibe. Die obere Scheibe trägt oben einen Stab, an dem der Spiegel *d* und gegenüber ein Gegengewicht befestigt ist. Oberhalb trägt der Stab eine Rolle *r*. Um diesen der Aufhängungsdräthe *gg* geknüpft sind, welche, wie bei dem §. 39 beschriebenen Apparat, oberhalb an einem, in die Wand des Zimmers eingelassenen Arm befestigt sind. Die Enden des Drathes der Bifilarrolle sind bei *ee* mit den Aufhängungsdräthen verbunden.

Bei dieser Einrichtung kann man der Axe der Bifilarrolle jede beliebige Richtung geben und die Multiplicatorrolle durch Einstellung der drei Stellschrauben des sie tragenden Rahmens in Punkten, die auf dem Experimentirtisch verzeichnet sind, in verschiedene, genau bestimmbare Lagen gegen die Bifilarrolle bringen.

Leitet man durch die Multiplicatorrolle, sowie durch die Bifilarrolle einen Strom, so suchen sich die Rollen so zu stellen, dass ihre

einander parallel werden, und die Richtung der Ströme in ihren, der benachbarten Windungen gleichfalls parallel ist. Zu gleicher Zeit aber eine Drehung der beiden Drähte ein, vermittelt deren bifilare Suspension der Bifilarrolle bewirkt ist. Die Rolle hebt sich ein wenig, indem die Drähte eine gegen die verticale Richtung geneigte Lage annehmen, und die Schwerkraft sucht sie in ihre frühere Gleichgewichtslage zurückzuführen. Sie erhält also eine constante Ablenkung, bei welcher die beiden wirkenden Kräfte ein gleiches und entgegengesetztes Drehungsmoment auf sie ausüben. Aus dem Ablenkungswinkel lässt sich die ablenkende Kraft berechnen, wie wir dies

Fig. 41.



Lage annehmen, und die Schwerkraft sucht sie in ihre frühere Gleichgewichtslage zurückzuführen. Sie erhält also eine constante Ablenkung, bei welcher die beiden wirkenden Kräfte ein gleiches und entgegengesetztes Drehungsmoment auf sie ausüben. Aus dem Ablenkungswinkel lässt sich die ablenkende Kraft berechnen, wie wir dies

erörterlicher in dem Capitel „Elektromagnetische und elektrodynamische Apparate“ auseinandersetzen werden.

Die Ablenkungen der Bifilarrolle wurden von Weber mittelst 41 Fernrohrs gemessen, durch welches das Spiegelbild einer dem Spiegler Rolle in einem Abstände von etwa 6 Meter gegenübergestellten Millimeter getheilten Scala beobachtet wurde (vergl. das angegebene Capitel über die Messapparate).

In den ersten Versuchen wurde das Dynamometer nach der ersten, beschriebenen Einrichtung benutzt. Dasselbe wurde so aufgestellt, dass die Ebene der Windungen der Multiplicatorrolle mit der Nord-Süd-Richtung des magnetischen Meridians zusammenfiel. Nördlich von derselben, in der Richtung des magnetischen Meridians, wurde in einem Abstände von

583^{mm} ein in einer Kupferhülse schwingender magnetisirter Stahlspiegel als Magnetometer aufgestellt, dessen Stellung ebenso, wie die Lage der mit einem Spiegel versehenen Bifilarrolle, durch ein gegenüber gestelltes Fernrohr mit Scala beobachtet wurde. Durch beide Rollen des Dynamometers wurde der Strom von 1 bis 3 Grove'schen Elementen hinter einander geleitet. Da die Ablenkungen der Bifilarrolle hierbei zu gross ausfielen, wurden die Dräthe, welche zu den Aufhängungspunkten der Dräthe der Bifilarrolle führten, vor denselben durch einen dicken Kupferdrath verbunden, so dass nur ein Zweigstrom die Bifilarrolle durchfloss, dessen Intensität in einem von Weber beobachteten speciellen Falle nur $\frac{1}{246,26}$ des ganzen, ungetheilten Stromes betrug.

Zugleich wurde durch die Einwirkung des Stromes in der Multiplikatorrolle der magnetisirte Stahlspiegel abgelenkt. Die Ablenkungen desselben gaben ein Maass für die Intensität der Ströme, welche der Tangente seines Ablenkungswinkels proportional ist.

42 Nach den Correctionen für die Excentricität der Spiegel beider Apparate und nach der Berechnung der ablenkenden Kräfte aus den Ablenkungen der Spiegel ergab sich die ablenkende Kraft am Magnetometer k_m und Dynamometer k_d :

Zahl der Grove'schen Elemente.	k_m	k	$5,15534\sqrt{k_d}$
3.	108,426	440,038	108,144
2.	72,398	198,255	72,589
1.	36,332	50,915	36,786

Es ist hiernach die ablenkende Kraft im Dynamometer dem Quadrat der am Magnetometer gemessenen Intensität der durch beide Drathrollen des Dynamometers geleiteten Ströme proportional.

Bei ferneren Beobachtungen wurde die §. 40 beschriebene Einrichtung des Dynamometers verwendet. Die Bifilarrolle wurde so gedreht, dass die Ebene ihrer Windungen mit der auf dem magnetischen Meridian senkrechten Ost-Westebene zusammenfiel; die Multiplikatorrolle, deren Ebene stets auf der Ebene der Bifilarrolle senkrecht blieb, wurde entweder gerade in sie hineingestellt, dass die Mittelpunkte der Rollen zusammenfielen, oder der Mittelpunkt der Multiplikatorrolle sich 3 bis 600^{mm} östlich oder westlich, nördlich oder südlich von dem der Bifilarrolle befand. Der Strom von 8 Bunsen'schen Elementen wurde hinter einander durch die Bifilarrolle, durch einen Gyrotrop und dann durch die Multiplikatorrolle, endlich durch eine besondere Spirale geleitet, welche 217^{mm} westlich von dem vom Dynamometer um 8 Meter entfernten, oben beschriebenen Stahlspiegel-Magnetometer aufgestellt war, und nun wiederum zum Commutator, welcher andererseits mit dem anderen Pole der Säule verbunden war. Durch Umlegen des Commutators wechselte nur die Stro-

nesrichtung in der Drathrolle vor dem Magnetometer und in der Multiplicatorrolle des Dynamometers, während sie in der Bifilarrolle constant blieb.

Die die Intensität der Ströme bestimmenden Ablenkungen des Magnetometers wurden, wie die der Bifilarrolle, durch Scalen beobachtet, welche resp. 1103 und 3306,3^{mm} von den Spiegeln beider Apparate abstanden. Es konnten die an den Scalen beobachteten Ablenkungen mit geringen Fehlern den wirklichen ablenkenden Kräften proportional gesetzt werden.

Die Kraft, mit welcher die Bifilarrolle in ihrer ursprünglichen 43 Gleichgewichtslage erhalten wird, ist aus zwei Theilen zusammengesetzt; einmal aus ihrem statischen Moment S , bestehend aus dem Quotienten des Quadrates ihrer Schwingungsdauer t^2 in ihr Trägheitsmoment K , multiplicirt mit π^2 , also

$$S = \frac{\pi^2 K}{t^2},$$

wo k in Millimetern und Milligrammen, t in Secunden bestimmt sind (vergl. das Capitel Messapparate); sodann aus einem zweiten Theil s , der beim Hindurchleiten des Stromes durch die Einwirkung des Erdmagnetismus auf die Spirale hervorgerufen wird, und proportional ist der horizontalen Componente T des Erdmagnetismus an dem Beobachtungsort, dem Flächenraum λ der Drathwindungen der Spirale und der in absolutem Maass gemessenen Intensität des Stromes J . Kennt man aber die absolute Grösse des den Spiegel des Magnetometers richtenden horizontalen Theiles des Erdmagnetismus, so kann die Intensität J jedesmal berechnet werden, indem man die an der Scala beobachtete Ablenkung jenes Spiegels mit einer Constanten multiplicirt. Man erhält so

$$s = J \lambda T.$$

Je nachdem der Strom in der Bifilarrolle in der einen oder anderen Richtung fliesst, dass der Erdmagnetismus sie in ihrer Lage zu erhalten oder um 180° zu drehen strebt, ist dieser Werth s zu dem statischen Moment S zu addiren oder von demselben zu subtrahiren, um die Directionskraft der Bifilarrolle zu erhalten. Durch Multiplication mit diesen Werthen $S \pm s$ kann man alle, bei verschiedenen Stromintensitäten beobachteten Ablenkungen der Bifilarrolle auf Werthe reduciren, welche erhalten worden wären, wenn auf dieselbe stets eine gleiche Directionskraft gewirkt hätte.

Dividirt man ferner die berechneten Werthe durch das Quadrat der jedesmaligen Intensität der Ströme und multiplicirt sie eventuell noch mit einem beliebigen constanten Factor, so erhält man die bei verschiedenen Stellungen der Multiplicatorrolle auf die Bifilarrolle ausgeübten Anziehungen oder Abstossungen, reducirt auf ein gemeinsames Maass.

Berechnete Weber dieselben Werthe nach den in §. 30 benen Formeln und verglich dieselben mit den gefundenen V so fand er aus zwei Beobachtungsreihen, bei welchen stets das M Ablenkungen genommen wurde, die sich ergaben, als die Multi rolle gleichweit nördlich und südlich oder östlich und westlich Biflarrolle stand:

Abstand der Mittelpunkte der Rollen 0mm	M u l t i p l i c a t o r r o l l e			
	östlich oder westlich von der Biflarrolle		südlich oder nördlich von der Biflarrolle	
	beobachtet	berechnet	beobachtet	berechn
	22960	22680	22960	22680
300	189,93	189,03	— 77,11	— 77,
400	77,45	77,79	— 34,77	— 34,
500	39,27	39,37	— 18,24	— 18,
600	22,46	22,64	—	—

Die negativen Vorzeichen deuten an, dass die Biflarrolle nördlichen oder südlichen Aufstellung der Multiplicatorrolle sich richten strebt, dass der Strom in derselben in entgegengesetzter F fließt, wie in der letzteren, so dass also in den einander benac Theilen beider Rollen die Stromesrichtung dieselbe wäre. Bei lichen oder westlichen Stellung der Multiplicatorrolle sucht sich larrolle aber so zu stellen, dass in beiden Rollen die Ströme g richtet sind.

Die Uebereinstimmung zwischen den beobachteten und bere Werthen ist sehr gross.

- 44 Wir werden später bei Betrachtung der elektrodynamisel elektromagnetischen Messapparate auseinandersetzen, dass die gen mittelst des Elektrodynamometers von der Torsion der die liche Rolle tragenden Dräthe ebenso beeinflusst werden, wie we selbe nur an einem Drathe hänge, und deshalb auch bei Anwend nicht ganz harten Aufhängungsdräthen, z. B. von Kupfer, die e Nachwirkung, welche sie in der tordirten Lage mehr oder weni weilen lässt, sehr störend auf die Genauigkeit der Resultate ei kann.

Diese Fehlerquellen treten bei der von Cazin ¹⁾ ausgeführt fang der elektrodynamischen Gesetze mittelst der Waage nicht auf. zwei von einander isolirten, der Länge nach neben einander lie fest mit einander verbundenen Hälften bestehender Wagebalke mit den in der Mitte durchbrochenen Schneiden auf zwei von e isolirten und mit den Polen der aus mehreren (bis 10) B unse

¹⁾ Cazin, Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. 1, p. 257. 1864*. Die Beschr elektrodynamischen Waage auch Carl, Repert. Bd. I, S. 42. 1866*.

lementen bestehenden Säule verbundenen Lagern. An dem einen Ende in horizontaler Lage ein quadratischer Leiter von 262^{mm} mittlerer Seitenlänge, der aus 8 in einer Ebene liegenden, durch Harzschichten isolirten Windungen von nicht besponnenem Kupferdrath bestand. Derselbe war durch 2 dünne Platindräthe mit den beiden Hälften des Wagebalkens verbunden und durch Gegengewichte auf der anderen Seite desselben äquilibrirt. In der Mitte trug er eine kleine Wagschale. Der horizontale Leiter schwebte in verschiedenen Abständen über einem ebenso grossen, aber nur aus 48 Windungen gebildeten quadratischen Leiter, durch den derselbe Strom, wie durch den aufgehängten Leiter, aber in entgegengesetzter Richtung floss. Der erstere konnte gehoben und gesenkt werden, und sein Abstand von dem aufgehängten Leiter wurde an der Theilung des Fusses des ihn tragenden Tisches abgelesen. Die Abstossung der Leiter wurde durch Gewichte äquilibrirt. Die Dräthe des aufgehängten quadratischen Leiters durften nicht übersponnen sein, da sie sonst durch die Erwärmung beim Durchleiten des Stromes Feuchtigkeit verloren und leichter wurden. Schnelle Beobachtung verringerte die störenden Einflüsse der Erwärmung durch den Strom, welche überdies klein ausfielen, da die beiden Hälften des Wagebalkens sehr stark waren.

Die Intensität i der Ströme wurde an einer Sinusbussole abgelesen, deren Angaben mit denen eines Voltameters verglichen waren.

Bei verschiedenen Stromintensitäten verhielten sich die Abstossungen der quadratischen Leiter bei gleichbleibendem Abstand wie die Quadrate der Stromintensität.

So ergab sich z. B., wenn φ die Ablenkung der Nadel der Sinusbussole ist, A die in Milligrammen gemessene Abstossung bei einem Abstand der Leiter $h = 70^{\text{mm}}$:

φ	27°12'	35 46	43 46	50 16	59 39	64 30	73 26
A	205	342	485	606	755	829	930
$\frac{A}{\sin^2 \varphi}$	891	1001	1013	1024	1013	1017	1011

Bezeichnet man ferner die Seite der Drathquadrate mit l , den Verticalabstand derselben mit h , so berechnet sich ihre Abstossung nach der Ampère'schen Formel gleich

$$A = 384 \cdot 4 \cdot i^2 n^2 \left\{ \frac{l^2}{h \sqrt{h^2 + l^2}} - \frac{l^2 h}{(h^2 + l^2) \sqrt{h^2 + 2l^2}} - \frac{h}{\sqrt{h^2 + 2l^2}} - 1 + \frac{2h}{\sqrt{h^2 + l^2}} \right\} = 384 \cdot 4 \cdot i^2 n^2 \lambda \dots I)$$

wo 384 das Product der Windungszahlen, 8×48 der Leiter, n das Verhältniss der hier gebrauchten Einheit der Stromintensität zu der elektrodynamischen Einheit derselben ist (vergl. §. 21).

Bei einer Versuchsreihe fand sich z. B. nach Berechnung von λ

h	50	70	90	110	130	150	170	190	200
λ	4,2593	2,7734	1,9558	1,4438	1,0978	0,8602	0,6698	0,5351	0,4804
A	1342	860	612,5	446,5	341	262,5	211,5	165	148
$\frac{A}{\lambda}$	314,1	309,5	313,2	309,3	310,6	305,9	315,7	308,4	308,0

Es ist also auch hierdurch die Ampère'sche Formel bestätigt. —

Durch die zuerst erwähnten Versuche ergibt sich, dass wenn $h = 70$, also $\lambda = 2,7734$ ist, die Abstossung der Drathquadrate für einen Strom, für den $\sin \varphi = 1$ ist, im Mittel $A = 1015,37^{\text{mm}}$ beträgt. Im Mittel aus 22 gleichzeitigen Bestimmungen der Ablenkung der Nadel der Sinusbussole und der in einem Voltameter bei verschiedenen Stromstärken in der Zeiteinheit entwickelten Wasserstoffmenge ergibt sich ferner, dass der Strom, für den $\sin \varphi = 1$ ist, in einer Secunde $0,03542^{\text{millgrm}}$ Wasserstoff entwickelt. Bezeichnet man also die Intensität eines Stromes, der in der Secunde 1 Milligramm Wasserstoff aus 9 Milligramm Wasser abscheidet, mit Eins, so ist die Intensität jenes Stromes gleich $0,03542$.

Beim Einführen in die Formel I. ist, wenn $9808,8^{\text{mm}}$ die Beschleunigung durch die Schwerkraft ist

$$9808,8 \cdot 1015,37 = 384 \cdot 4 \cdot 0,03542^2 n^2 \cdot 2,7734,$$

$$\text{also} \quad n^2 = 1863000 \quad n = 1365.$$

Als Mittel vieler ähnlicher (35) Versuche ergibt sich

$$n = 1358.$$

Es ist also ein Strom von der elektrodynamischen Intensität Eins 1358 mal schwächer als ein Strom, der in einer Secunde 9^{millgrm} Wasser zersetzen kann.

IV. Theorie der elektrodynamischen Erscheinungen unter Annahme von Kräften, die gegen die Elemente normal sind.

45 Wir haben bis jetzt als Ausdruck der Wechselwirkung zweier Stromeselemente ds und ds_1 drei wesentlich von einander verschiedene Formeln erhalten:

1) Die Formel von Ampère in ihren verschiedenen Formen (§. 21):

$$R = - \frac{ii_1 ds ds_1}{r^2} (\cos \varepsilon - \frac{1}{2} \cos \vartheta \cos \vartheta_1).$$

2) Die Formel von Grassmann, Hankel und Reynaud, welche auch direct aus der Ampère'schen Formel folgt, wenn man nur die Wirkung eines Elementes eines geschlossenen Stromes auf ein anderes Element betrachtet (§. 26):

$$R = -\frac{1}{2} \frac{ii_1 ds ds_1}{r^2} \sin \chi \cos \vartheta.$$

Die Formel von Neumann, welche gleichfalls für die Wechselwirkung zweier Elemente in ds und ds_1 zweier geschlossener Ströme aus der Formel von Ampère abzuleiten ist (§. 27):

$$R = -\frac{1}{2} \frac{ii_1 ds ds_1}{r^2} (\cos ds, ds_1).$$

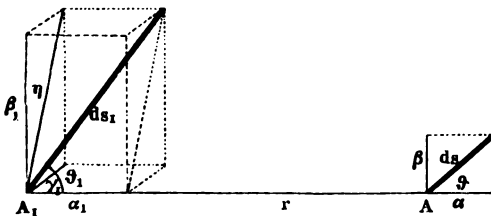
Die Prüfung der Richtigkeit der ersten beiden Formeln ist durch die folgenden Versuche nicht geliefert, da dieselben nur mit geschlossenen Strömen angestellt wurden. Wir haben indess schon erwähnt, dass die Ableitung der Ampère'schen Formel die Annahme in sich schliesst, dass die einander parallelen und in derselben geraden Linie liegenden Componenten der Stromelemente, und zwar in der Richtung ihrer Verbindungslinie auf einander wirken; die gegen einander normalen Elemente überhaupt unwirksam sind. — Aus dieser Annahme von Ampère würde zugleich die Gültigkeit des Princips der Gleichheit der Wirkung und Gegenwirkung der Stromelemente in der Richtung ihrer Verbindungslinie folgen, da bei Vertauschung von ϑ und ϑ_1 und ds und ds_1 Formeln 1) und 3) nichts geändert wird. —

Wir wollen untersuchen, ob neben den von Ampère nicht berücksichtigten Stromeswirkungen noch andere Kräfte zwischen den nebeneinander befindlichen Stromelementen wirken können, und ob sich unter denselben für geschlossene Ströme zunächst dieselben, durch Experimente bestätigten Resultate ergeben, wie aus der Ampère'schen Formel.

Wir wollen zuerst mit Stefan¹⁾ annehmen, dass diese Wirkungen translatorischen Kräften bestehen, welche die Elemente im Raume schieben streben.

Wir legen wir, wie in §. 19, die Elemente ds und ds_1 (Fig. 42) in ihre Richtung der Verbindungslinie $AA_1 = r$ liegenden longitudina-

Fig. 42.



Componenten $\alpha = ds \cos \vartheta$ und $\alpha_1 = ds_1 \cos \vartheta_1$, und in ihre gemeinsame Verbindungslinie normalen Componenten $\beta = ds \sin \vartheta$, $\beta_1 = ds_1 \sin \vartheta_1 \cos \eta$ und $\gamma_1 = ds_1 \sin \vartheta_1 \sin \eta$, von denen die beiden ersten

¹⁾ Stefan, Wiener Berichte Bd. LIX, April 29. 1869*.

in der durch ds und r gelegten Ebene auf r senkrecht stehen, die Componente γ_1 aber auf dieser Ebene normal ist, so folgt aus dem §. 16 beschriebenen Versuche von Ampère von vornherein, dass die Wechselwirkungen aller Componenten von ds und ds_1 unter einander dem umgekehrten Quadrat von r proportional sein müssen (vergl. §. 20).

Die Componenten α und α_1 , sowie β und β_1 , können sodann, wie schon §. 18 bewiesen ist, nur nach der Richtung ihrer Verbindungslinie auf einander wirken; die dabei auftretenden Kräfte bezeichnen wir mit

$$A = a \cdot \frac{i i_1}{r^2} ds ds_1 \cos \vartheta \cos \vartheta_1 \dots \dots \dots 1)$$

und

$$B = b \cdot \frac{i i_1}{r^2} ds ds_1 \sin \vartheta \sin \vartheta_1 \cos \eta \dots \dots \dots 2)$$

wo a und b Constante sind.

Diese beiden Kräfte vereint geben die gesammte, in der Richtung r wirkende Kraft

$$\frac{i i_1}{r^2} ds ds_1 (a \cos \vartheta \cos \vartheta_1 + b \sin \vartheta \sin \vartheta_1 \cos \eta)$$

welche Gleichung der Ampère'schen Formel entspricht und bei Vertauschung von ds und ds_1 sowie ϑ und ϑ_1 ungeändert bleibt, so dass die auf beide Elemente wirkenden Kräfte gleich gross sind. —

Die Wirkung der auf einander normalen, in derselben Ebene liegenden Componenten α und β_1 , β und α_1 sowie der in zwei auf einander senkrechten Ebenen liegenden, auf einander normalen Componente α und β und γ_1 kann nicht nach der Verbindungslinie der Elemente gerichtet sein, wie sich aus der Betrachtung von Liouville (§. 20) ergibt. —

Die Wechselwirkung von α und β_1 oder β und α_1 kann daher möglicherweise nur nach einer auf der Verbindungslinie normalen Richtung stattfinden. Legen wir durch die transversale Componente β oder β_1 und die longitudinale α oder α_1 eine Ebene, so würde eine auf dieser Ebene senkrechte, resp. von α auf β_1 oder von β auf α_1 ausgeübte Kraft mit gleicher Berechtigung nach beiden Seiten hin gehen, da auf beiden Seiten jener Ebene Alles symmetrisch ist. Diese Krafrichtung ist also unmöglich, und die auf der Verbindungslinie normale Kraft kann nur in der Ebene wirken, die durch beide gelegt ist; sie wäre gegen die longitudinalen Componenten α und α_1 normal und fiel in die Richtung der Componenten β und β_1 . Endlich könnte auch die Wirkung von β auf γ_1 und umgekehrt nur gegen die Verbindungslinie normal gerichtet sein. Wäre hier die von dem einen Element auf das andere ausgeübte Kraft in der Richtung des letzteren oder senkrecht gegen dasselbe gerichtet, so müsste bei Drehung beider Elemente um die Verbindungslinie um 180° auch die Kraft die entgegengesetzte Richtung erhalten. Da aber bei diesem Verfahren die Stromesrichtung in beiden Elementen für einen Beobachter umgekehrt erscheint, muss nach dem

undversuchen von Ampère die Richtung der Kraft unverändert bleiben. Obige Krafrichtung ist also unmöglich; die Kraft muss verwinden.

Zerlegen wir ds_1 der Einfachheit halber nur in $ds_1 \cos \vartheta_1$ und $ds_1 \sin \vartheta_1$, so ist die Wirkung der transversalen Komponente $ds \sin \vartheta$ auf die longitudinale $ds_1 \cos \vartheta_1$ auszudrücken durch die Formel

$$C = c \cdot \frac{ii_1 ds ds_1}{r^2} \sin \vartheta \cos \vartheta_1 \quad 3)$$

wo c eine neue Constante ist. Diese Kraft wäre der Komponente $ds \sin \vartheta$ parallel.

Die Wirkung der longitudinalen Komponente $ds \cos \vartheta$ auf die transversale $ds_1 \sin \vartheta_1$ wäre gleich

$$D = d \cdot \frac{ii_1 ds ds_1}{r^2} \cos \vartheta \sin \vartheta_1 \quad 4)$$

wo d eine vierte Constante ist. Die Kraft fällt in die Richtung von $ds_1 \sin \vartheta_1$.

Da die beiden Componenten 3 und 4 den Winkel η mit einander bilden, so ist ihre Resultante gleich

$$\frac{ii_1 ds ds_1}{r^2} (c^2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta_1 + d^2 \cos^2 \vartheta \sin^2 \vartheta_1 - 2cd \sin \vartheta \sin \vartheta_1 \cos \vartheta \cos \vartheta_1 \cos \eta)^{1/2} \quad 5)$$

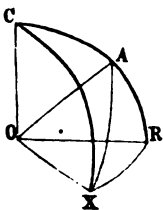
Wollten wir hier ds und ds_1 , sowie ϑ und ϑ_1 vertauschen, so bliebe die Formel nicht mehr ungeändert. Die dieser Gleichung entsprechende Wirkung der Elemente wäre also nicht unbedingt für beide Elemente dieselbe. Sie wäre es nur, wenn $c = d$ wäre.

Sind die Coordinaten der Mittelpunkte der beiden Elemente x, y, z und x_1, y_1, z_1 , so sind die Componenten der in der Verbindungslinie wirkenden Kräfte 1) und 2) (§. 45) nach der Richtung der X-Axe gleich

$$X_a = a ii_1 ds ds_1 \frac{x_1 - x}{r^3} \cos \vartheta \cos \vartheta_1 \quad 1a)$$

$$X_b = b ii_1 ds ds_1 \frac{x_1 - x}{r^3} \sin \vartheta \sin \vartheta_1 \cos \eta \quad 2a)$$

Fig. 43.



Die nach der X-Axe gerichtete Componente der dritten Kraft C ergibt sich, wenn der Winkel zwischen der X-Axe und der letzteren gleich φ ist, wie folgt: Sind OA, OR, OC Linien, die durch den Coordinatenanfangspunkt gehen und dem Element ds , der Verbindungslinie r und der auf das Element ds_1 wirkenden Kraft 3) parallel sind, ist OX die X-Axe, so steht OC

auf OR senkrecht. Beschreibt man um O eine Kugel, die die Linien in den Punkten C, A, R, X schneidet, so ist

in $\triangle C X A: \cos CX = \cos CA \cos AX + \sin CA \sin AX \cos CAX$,

in $\triangle X A R: \cos XR = \cos AR \cos AX + \sin AR \sin AX \cos XAR$.

Nun ist $\cos CAX = -\cos XAR$, und $CA + AR = 90^\circ$; also bei Einführung dieser Werthe und Elimination von $\sin AR \cdot \cos XAR$:

$$\cos CX = \frac{\cos AX - \cos AR \cdot \cos XR}{\sin AR}.$$

Hier ist $CX = \varphi$, $AR = \vartheta$, $\cos AX = \frac{dx}{ds}$, $\cos XR = \frac{x_1 - x}{r}$,

also die gesuchte Componente

$$X_c = C \cos \varphi = c \cdot ii_1 \frac{ds ds_1}{r^2} \left(\cos \vartheta_1 \frac{dx}{ds} - \cos \vartheta \cos \vartheta_1 \frac{x_1 - x}{r} \right) \quad 3a)$$

Bei Vertauschung von ds mit ds_1 , dx mit dx_1 und ϑ mit ϑ_1 wird in gleicher Weise die X -Componente der Kraft D

$$X_d = D \cos \varphi_1 = d \cdot ii_1 \frac{ds ds_1}{r^2} \left(\cos \vartheta_1 \frac{dx_1}{ds} - \cos \vartheta \cos \vartheta_1 \frac{x_1 - x}{r} \right) \quad 4a)$$

Bei Einführung des Raumwinkels ε zwischen den Elementen ergibt sich, ähnlich wie in §. 21, die Summe der ersten beiden Componenten

$$X_a + X_b = \frac{ii_1 ds ds_1}{r^2} [b \cos \varepsilon + (a - b) \cos \vartheta \cos \vartheta_1] \frac{x_1 - x}{r}.$$

Die anderen beiden Componenten summiren sich zu

$$X_c + X_d = \frac{ii_1 ds ds_1}{r^2} \left(c \cos \vartheta_1 \frac{dx}{ds} + d \cos \vartheta \frac{dx_1}{ds_1} - (c + d) \cos \vartheta \cos \vartheta_1 \frac{x_1 - x}{r^2} \right),$$

also die Summe aller Componenten:

$$X = \frac{ii_1 ds ds_1}{r^2} \left((a - b - c - d) \cos \vartheta \cos \vartheta_1 \frac{x_1 - x}{r} + c \cos \vartheta_1 \frac{dx}{ds} + d \cos \vartheta \frac{dx_1}{ds_1} + b \cos \varepsilon \frac{x_1 - x}{r} \right).$$

Bildet man $\frac{d^2 \left(\frac{x_1 - x}{r} \right)}{ds ds_1}$ und berücksichtigt, dass

$$-\cos \varepsilon = r \frac{d^2 r}{ds ds_1} + \frac{dr}{ds} \frac{dr}{ds_1}, \quad -\frac{dr}{ds} = \cos \vartheta, \quad \frac{dr}{ds_1} = \cos \vartheta_1 \text{ ist, so erhält}$$

man

$$\frac{d^2 \left(\frac{x_1 - x}{r} \right)}{ds ds_1} = -3 \frac{x_1 - x}{r^3} \cos \vartheta \cos \vartheta_1 + \frac{1}{r^2} \cos \vartheta \frac{dx}{ds} + \frac{1}{r^2} \cos \vartheta_1 \frac{dx_1}{ds_1} + \frac{x_1 - x}{r^3} \cos \varepsilon.$$

Wird hier der Werth $\frac{x_1 - x}{r^3} \cos \vartheta \cos \vartheta_1$ in die Gleichung für X

eingeführt, so findet man, wenn ferner $\frac{\cos \vartheta}{r^2} = \frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{ds}$, $\frac{\cos \vartheta_1}{r^2} = -\frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{ds_1}$ gesetzt wird,

$$X = ii_1 ds ds_1 \left[m \frac{d^2 \left(\frac{x_1 - x}{r} \right)}{ds ds_1} + n \frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{ds} \frac{dx_1}{ds_1} + p \frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{ds_1} \frac{dx}{ds} + q \frac{x_1 - x}{r^3} \cos \varepsilon \right]; \quad 5)$$

wo

$$m = -\frac{a - b - c - d}{3}; \quad n = \frac{a - b - c + 2d}{3}; \quad p = \frac{a - b + 2c - d}{3};$$

$$q = \frac{a + 2b - c - d}{3} \text{ ist } 6)$$

Die drei ersten Glieder dieses Ausdrucks sind vollständige Differentiale nach s und s_1 . Gehören also die Elemente ds und ds_1 geschlossenen Strömen an, so wird bei Einführung der Grenzen der Integration der Integralwerth für diese drei Glieder gleich Null, und es bleibt nur die X -Komponente der Wirkung der beiden geschlossenen Ströme auf einander:

$$(X) = q ii_1 \int \int \frac{x_1 - x}{r^3} \cos \varepsilon ds ds_1 1)$$

Entwickeln wir in gleicher Weise die Y - und Z -Komponente, so können wir die Componenten als partielle Differentialquotienten eines Ausdrucks

$$V = q ii_1 \int \int \frac{\cos \varepsilon}{r} ds ds_1 2)$$

nach den drei Axenrichtungen der x, y, z ansehen, so dass, wenn wir eine unendlich kleine Verschiebung des einen geschlossenen Stromes, dessen Element ds_1 ist, in der Richtung der drei Axen mit $d\xi_1, d\eta_1, d\zeta_1$ bezeichnen, den anderen Strom aber festliegend denken,

$$(X) = -\frac{dV}{d\xi_1}, \quad (Y) = -\frac{dV}{d\eta_1}, \quad (Z) = -\frac{dV}{d\zeta_1} 3)$$

ist. Der Werth V stellt mithin das Potential der geschlossenen Ströme auf einander dar. — Es ist ersichtlich, dass, wenn wir das Potential V der geschlossenen Ströme als die Summe der Potentiale der einzelnen Elemente derselben auf einander

$$v = q ii_1 \frac{\cos \varepsilon}{r} ds ds_1$$

ansehen dürften, die Wirkung zweier solcher Elemente auf einander

$$R = - q i i_1 \frac{\cos \varepsilon}{r^2} ds ds_1$$

dem von Neumann aufgestellten Gesetze (§. 27) entspricht.

Setzen wir in dem Potential V

$$\cos \varepsilon = \frac{d^2 r}{ds ds_1} + \frac{dr}{ds} \frac{dr}{ds_1},$$

so fällt bei der doppelten Integration das erste Glied fort und es wird

auch, da $\frac{dr}{ds} \frac{dr}{ds_1} = \cos \vartheta \cos \vartheta_1$ ist,

$$V = i i_1 q \int \int \frac{\cos \vartheta \cos \vartheta_1}{r} ds ds_1 \dots \dots \dots 4)$$

Uebertragen wir wieder die Gesamtwirkung der geschlossenen Ströme auf eine directe Summation der Wirkung ihrer einzelnen Elemente nach dieser Formel, so wäre dieselbe

$$R = - i i_1 q \frac{\cos \vartheta \cos \vartheta_1}{r^2} ds ds_1.$$

9 Ueber den Werth der einzelnen Constanten a, b, c, d , geben hier-nach die Untersuchungen über die Anziehung geschlossener Ströme keinen Aufschluss.

Einen solchen erhalten wir, wenn wir die Kraft bestimmen, mit welcher ein geschlossener Leiter s auf ein Stromelement ds_1 wirkt. Hierzu haben wir die Gleichung 5) §. 47 nach ds zu integrieren. Dann fallen wiederum die beiden ersten Glieder fort, und die X -Componente wird:

$$X_1 ds_1 = i i_1 ds_1 p \int \frac{d\left(\frac{1}{r}\right) dx}{ds_1 ds} ds + i i_1 ds_1 q \int \frac{x_1 - x}{r^3} \cos \varepsilon ds \dots \dots 1)$$

Analoge Werthe ergeben sich für die übrigen Componenten Y_1 und Z_1 .

Bestimmen wir die in der Richtung von ds_1 fallende Componente der Gesamtwirkung, so ist dieselbe

$$P = X_1 \frac{dx_1}{ds_1} + Y_1 \frac{dy_1}{ds_1} + Z_1 \frac{dz_1}{ds_1}.$$

Berücksichtigt man, dass $\frac{d}{ds_1} \frac{1}{r} = \frac{\cos \vartheta_1}{r^2}$ ist, so ergibt sich bei Einführung der Werthe von X_1, Y_1 und Z_1 :

$$P = i i_1 (p - q) \int \frac{\cos \varepsilon \cos \vartheta_1}{r^2} ds \dots \dots \dots 2)$$

Da nun nach Ampère's Versuchen die Wirkung jedes geschlossenen

Stromes auf ein Leiterelement auf letzterem normal steht, so muss $P=0$, also

$$p = q \dots \dots \dots 3)$$

sein. —

Dieselbe Relation ergibt sich, wenn man das Drehungsmoment be- 50 -
rechnet, welches ein feststehender geschlossener Leiter (s) auf einen an-
deren Leiter (s_1) ausübt. Dieses Moment ist für die Drehung um die
Z-Axe:

$$N = \int (Y_1 x_1 - X_1 y_1) ds_1,$$

wo das Integral über den ganzen Leiter s_1 ausgedehnt ist. Entnimmt
man den Werth X_1 aus der Formel §. 49 1), bildet analog Y_1 und setzt
nach einigen Transformationen

$$\begin{aligned} x_1 &= a_1 \cos \varphi - b_1 \sin \varphi \\ y_1 &= a_1 \sin \varphi + b_1 \cos \varphi, \end{aligned}$$

wo φ der Winkel ist, den eine in der XY -Ebene gezogene feste Axe mit
der X - und Y -Axe bildet, so ist zuletzt

$$N = -ii_1 q \iint \frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{d\varphi} \cos \varepsilon ds ds_1 - ii_1 p \int \int \frac{1}{r} \frac{d \cos \varepsilon}{d\varphi} ds ds_1 \quad 1)$$

Hier wäre also $d\varphi$ der unendlich kleine Winkel, um welchen die
Drehung erfolgt. Sollen nun auch für die Drehung, wie oben bei der An-
ziehung, die einzelnen Componenten als Differentialquotienten des Poten-
tials V der Ströme auf einander nach der Bewegungsrichtung anzusehen
sein, so müsste wiederum $q = p$ sein, denn dann wird

$$N = ii_1 q \frac{d}{d\varphi} \int \int \frac{\cos \varepsilon}{r} ds ds_1 = - \frac{dV}{d\varphi} \dots \dots 2)$$

Aus der Formel 1) liesse sich unmittelbar das Resultat von Ampère
ableiten, dass ein beweglicher Leiter, dessen Endpunkte beide in einer
auf dem Mittelpunkt eines Kreisstromes normalen Axe liegen, sich
nicht bewegt; wobei wiederum sich die Beziehung $p = q$ als unumgäng-
lich erweist. — Uebrigens folgt das Ampère'sche Resultat umgekehrt
bei der Annahme $p = q$ daraus, dass bei der Drehung des beweglichen
Leiters das Potential V des kreisförmigen Leiters auf denselben sich
nicht ändert, die denselben bewegende Kraft $-\frac{dV}{d\varphi}$ mithin gleich Null ist.

Es lässt sich nachweisen, dass ein geschlossener Leiter auch auf seine 51
einigen Elemente nur mit einer auf jedem Element senkrecht stehenden
Kraft wirkt; so dass also z. B. der Versuch von Ampère (§. 6), durch welchen
die Abstoßung zweier auf einander folgender Leiterelemente nachwei-
sen will, und welcher nur auf der Wirkung des Stromes auf den Querbügel

des Apparates beruht, demnach nicht beweisend ist. Auch bei diesen rechnungen treten nur die Werthe p und q in den Gleichungen auf; lässt sich wie früher, die Wirkung eines geschlossenen Leiters an einzelnen Theile aus den Differentialen des Potentiales

$$V = -q i^2 \int \int \frac{\cos \epsilon}{r} ds ds_1$$

ableiten ¹⁾. —

52 Durch alle Versuche über die Wirkung geschlossener Ströme andere geschlossene Ströme und Theile derselben erhält man als die Relation $p = q$ zwischen den Constanten, oder

$$-(a - b + 2c - d) = a + 2b - c - d,$$

$$d. h. \quad 2a + b + c - 2d = 0. \dots\dots$$

Ausserdem können wir eine Bestimmung für q aus der von mann abgeleiteten Formel für die Wechselwirkung der geschlossenen Ströme (§. 27)

$$-\frac{1}{2} ii_1 \int \int \frac{\cos \epsilon}{r^2} ds ds_1$$

ableiten, durch deren Anwendung die Einheit der Stromintensität stimmt wird. Aus dieser Gleichung ergibt sich der Werth des Potentials der geschlossenen Ströme auf einander gleich

$$-\frac{1}{2} ii_1 \int \int \frac{\cos \epsilon}{r} ds ds_1$$

ab, woraus bei Vergleichung mit Formel 6) des §. 47 folgt:

$$q = \frac{a + 2b - c - d}{3} = -\frac{1}{2} \dots\dots$$

Die Gleichungen 1) und 2) können nun in verschiedener Weise erfüllt werden. Soll für die auf den Elementen normalen Wirkungen longitudinalen und transversalen Elementen das Gesetz der Einheit der Wirkung und Gegenwirkung gelten, so muss nach §. 5 sein; die Gleichungen 1 und 2 werden demnach

$$2a + b - c = 0. \dots\dots$$

$$a + 2b - 2c = -\frac{3}{2}. \dots\dots$$

oder $a = \frac{1}{2}, \quad b - c = -1.$

Die Abstossung zweier longitudinaler Elemente von der Länge l , die von Strömen von der Intensität Eins durchflossen sind, also in der Entfernung Eins gleich $\frac{1}{2}$ sein. Sodann können b beliebig gewählt werden. Ist z. B. $b = -1, c = 0$, also auch $a = \frac{1}{2}$ so gelangen wir zum Gesetz von Ampère, in welchem die auf der Verbindungslinie der Elemente normalen Componenten gleich Null gesetzt sind.

Setzen wir $b = 0, c = 1$, also auch $d = 1$, so werden $a = \frac{1}{2}$

¹⁾ Das Weitere hierüber siehe in der Abhandlung von Stefan; vergl. auch mann, Wiener Ber. [2] Bd. LX, 1869 (Genaueres in den Nachträgen).

allellen transversalen Componenten der Ströme nicht auf einander wirken, sondern nur die normal gegen einander gerichteten Componenten.

Setzen wir nicht $c = d$, ist also zwischen den gegen die Elemente normalen Kräften keine Gleichheit der Wirkung und Gegenwirkung, so können wir aus den Gleichungen 1) und 2) $a - d$ eliminiren und erhalten $b - c = -1$. Wir können hier wiederum beliebig über zwei der Constanten a und b oder c und d , oder über b und d verfügen, und erhalten demnach die Werthe der übrigen zwei Constanten. Interessant ist die Annahme $a = 0, d = 0$, wo dann $b = -\frac{1}{2}, c = \frac{1}{2}$.

Zu letzterem Resultat werden wir geführt, wenn wir in Gleichung 53

5) §. 47 von vornherein die Werthe $m = n = 0$ setzen, welche ohnehin bei der Berechnung der Wechselwirkung geschlossener Ströme auf einander oder geschlossener Ströme auf Leiterstücke verschwinden. Dieselbe Annahme stimmt auch mit der Formel, welche Grassmann (§. 26) für die Wechselwirkung zweier Stromeselemente gegeben hat, und die sich aus der Ampère'schen Formel für die Wechselwirkung zwischen den Elementen eines geschlossenen Stromes und einem Elemente ergibt.

Wir hatten §. 26 diese Wirkung zweier Elemente ds und ds_1 in der Richtung und normal gegen die Verbindungslinie gleich

$$B \sin \tau = -\frac{1}{2} \frac{ii_1}{r^2} ds ds_1 \sin \chi \sin \tau \cos \psi$$

$$R \cos \tau = \frac{1}{2} \frac{ii_1}{r^2} ds ds_1 \sin \chi \cos \tau \cos \psi$$

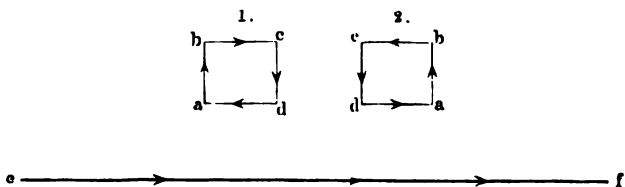
erhalten, wo χ den Winkel zwischen r und ds_1 , τ den Winkel der Resultante der Kräfte mit r , ψ den Winkel zwischen dem Element ds und die durch r und ds_1 gelegte Ebene bezeichnet. Da nun $ds \sin \chi$ und $ds \cos \chi$ die auf r normale und mit r zusammenfallende Componente des Elementes ds_1 darstellen, so sind $R \sin \tau$ und $R \cos \tau$ die auf diesen Componenten normalen Kräfte, für welche mithin die Constanten $b = -\frac{1}{2}, c = \frac{1}{2}$ gelten.

Wenn auch auf diese Weise die Möglichkeit von translatorischen Kräften nachgewiesen ist, die bei der Wechselwirkung zweier gegen einander normaler Elemente das eine oder das andere derselben in einer gegen die Verbindungslinie senkrechten Richtung wirken, so möchte doch auch die vorliegende Behandlung der Wechselwirkung der Stromeselemente nicht ganz erschöpfend sein. Gegen einander normal gerichtete Elemente können sehr wohl auch noch gegen einander drehende Kräfte ausüben, die sie parallel und gleichgerichtet zu stellen streben, und es wäre zu untersuchen, welchen Einfluss die diese Drehungen verursachenden Kräftepaare auf das Verhalten der aus den Elementen gebildeten Stromesleiter haben können.

Verhalten der galvanischen Ströme gegen die Erde.

55 Man denke sich unterhalb eines viereckigen, vertical aufgehängten Leiters $abcd$ (Fig. 42) einen horizontalen, vom Strom durchflossenen Leiter ef in so weiter Entfernung von $abcd$, dass der Abstand der horizontalen Theile des letzteren von einander gegen seinen Abstand von ef verschwindet. Dann wird in der in der Figur ad 1 gezeichneten Stellung die Abstossung von ef gegen ad mit der Anziehung von ef gegen bc sich gerade aufheben. Es bleibt also nur die Einwirkung von ef auf die beiden verticalen Theile ab und cd . Steht nun der Leiter $abcd$ wie in der Figur ad 1, so würden die Einwirkungen des Stromes in ef auf ab und dc bewirken, dass ab in der Richtung von a nach d , cd von d nach a sich bewegen sollte. Beide Wirkungen heben sich auf, wenn der Leiter sich gerade in einer Ebene mit ef befindet. Das Gleichgewicht ist aber labil; sobald der Leiter ein wenig aus jener Ebene ab-

Fig. 44.



weicht, wird er durch die auf ab und cd wirkenden Kräfte, welche ein Kräftepaar darstellen, herumgedreht, bis er die in Fig. 44, 2 gezeichnete Stellung einnimmt. Dann ziehen die von ef auf ab und cd ausgeübten Wirkungen beide den Leiter bei jeder kleinen Drehung in seine Lage zurück, das Gleichgewicht ist stabil. Man würde dieses Resultat empirisch ausdrücken können, indem man sagte, der bewegliche Leiter stellt sich so, dass der in seinem unteren Theile ad befindliche Strom mit dem unterhalb befindlichen entfernten Strom ef gleichgerichtet wäre.

Wären an Stelle der viereckigen Leiter nur zwei verticale Leiter ab und cd durch isolirende Zwischenstäbe vereint, wären sie um ein-

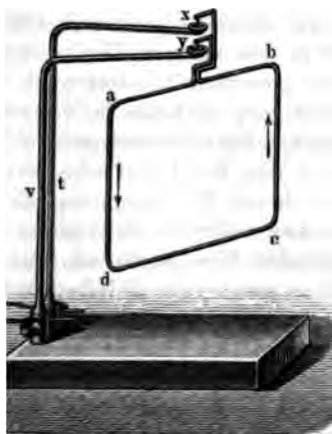
den ihnen befindliche verticale Axe drehbar, und flösse in ab der von unten nach oben, in cd von oben nach unten, so würden sich beiden vereinten Leiter ebenso einstellen, wie der viereckige Leiter $abcd$.

Wäre nur ein einzelner verticaler linearer Leiter ab um eine ihm eile Drehungsaxe beweglich, so würde er sich gleichfalls unter dem Einfluss eines horizontalen, unter ihm liegenden Stromleiters ef ganz so einstellen, dass, wenn in ihm der Strom von unten nach oben, er sich möglichst weit nach der Richtung hin bewegt, wohin der Strom im horizontalen Leiter fließt; wenn ihn der Strom aber von oben unten durchfließt, er sich nach der Seite hinwendet, von der der Strom im horizontalen Leiter herkommt.

Ein einzelner, in seiner ganzen Länge in gleicher Richtung vom Einfluss des Stromes durchflossener horizontaler Leiter ad oder bc würde sich unter dem Einfluss des Stromes ef so einstellen, dass beide gleichgerichtet; würden aber die zwei in entgegengesetzter Richtung durchströmten Leiter ad und bc durch eine verticale Axe verbunden, so stellten sie sich unter dem Einfluss des entfernten Stromes ef gar nicht ein.

hängt man nun an dem Ampère'schen Stativ¹⁾, dessen obere Arme die Nord-Südlage gebracht haben, einen Drath, wie in Fig. 45, so bemerkt man, dass er nicht mehr in jeder Lage im Gleichgewicht bleibt. Er stellt sich beim Hindurchleiten des Stromes so, dass, wenn der Strom den Drath in der Richtung durchfließt, welche die Pfeile in der Figur angeben, seine dem Beobachter zugekehrte Seite sich nach Norden wendet. Eine genauere Beobachtung zeigt, dass eine auf seiner Ebene senkrechte Linie dabei die Lage annimmt, welche der magnetischen Axe der zur Bestimmung der magnetischen Declination angewandten Magnetnadel entspricht. Die Richtung des Stromes im unteren Theile des Drathes ist also von Ost nach West.

Fig. 45.



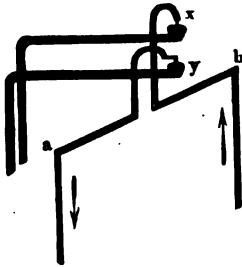
56

Genau tritt diese Einstellung nicht ein, da, wenn auch bei grösserem Abstand die Wirkungen der entgegengesetzten Ströme in den beiden Leitern v und t des Gestells sich fast ganz aufheben, doch

¹⁾ Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 170. 1820*.

die Wirkung des unteren horizontalen Arms y namentlich auf den oberen Theil ab des drehbaren Leiters die des oberen Arms x überwiegt.

Fig. 45 a.

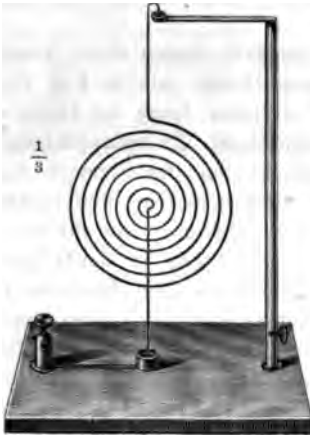


Der Leiter $abcd$ stellt sich demnach ein wenig gegen die magnetische Ostwestebene geneigt, so dass die Hälfte b sich dem Arm y ein wenig zuwendet. — Wird nun der Strom umgekehrt, so sucht sich der aufgehängte Leiter um 180 Grad zu drehen und schlägt dabei, seiner bisherigen Ablenkung aus der magnetischen Ostwestebene folgend, gegen das Stativ mit seinen Aufhängeräthen an. Biegt man die

letzteren wie in Fig. 45 a, so tritt dieses Anschlagen nicht ein ¹⁾.

Die Ursache der beschriebenen Einstellung des Leiters können wir

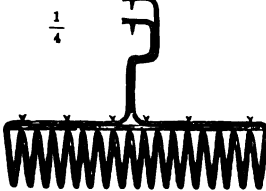
Fig. 46.



entsprechend den Ausführungen des vorigen Paragraphen in der Einwirkung eines galvanischen Stromes auf denselben suchen, welcher nur in der Erde seinen Sitz haben kann, und in dieser in einer so weiten Entfernung vom Leiter fließt, dass die Dimensionen des letzteren gegen die erstere verschwinden. Die Richtung dieses Erdstromes wäre danach dieselbe, wie die des Stromes in den unteren Theilen des Leiters, also gleichfalls von Ost nach West, oder richtiger, er flösse in der auf den magnetischen Meridian senkrechten Ebene.

Formt man den Leiter $abcd$ aus mehreren, durch eine Ueberapinnung mit Seide von einander isolirten, dicht neben einander liegenden Windungen von Drath, so multiplicirt sich bei gleichbleibender Stromintensität die Wirkung, und die Einstellung des Leiters wird energischer. — Man kann dann auch die Windungen neben einander in einer Ebene, wie in Fig. 46 ausbreiten ²⁾. — Zieht man die Windungen aus einander, wie in Fig. 47, so stellt sich auch dieser Leiter so, dass das eine Ende der auf diese Weise gebildeten Spirale nach dem magneti-

Fig. 47.



¹⁾ Krebs, Pogg. Ann. Bd. CXXXIX, S. 614. 1870*. — ²⁾ Van den Bos, Rogge-Elektromagn. S. 108.

sehen Norden, das andere nach Süden weist¹⁾. Man kann auch hier die Aufhängedräthe zweckmässig wie in Fig. 45 a. umbiegen.

Fig. 48.



Man kann die Einstellung der Spiralen leicht durch Vergleichende, von Ampère herrührende Vergleichung festhalten: Schwimmt der Beobachter im Leiter mit dem Strom der positiven Elektrizität fort und sieht dabei die Axe der Spirale an, so stellt sie sich so ein, dass der magnetische Nordpol der Erde zur linken Hand des Beobachters liegt.

Man kann die Einstellung eines verticalen geschlossenen Leiters durch den Erdstrom auch ohne Anwendung eines besonderen Elementes nachweisen. Man befestigt auf einem Kork Fig. 48 eine aus einigen Windungen bestehende Spirale von überspannenem Kupferdrath, deren En-

den unterhalb des Korkes an eine Kupfer- und eine Zinkplatte *K* und *Z* angelöthet sind. Lässt man diesen Apparat auf verdünnter Schwefelsäure schwimmen, so durchfließt den Drath ein Strom in der Richtung des Pfeiles, und er stellt sich so, dass die dem Beschauer zugekehrte Seite sich nach Norden wendet²⁾. Da sich unter dem Kork leicht Gasblasen sammeln, die den Apparat in Schwankungen versetzen, kann man den Kork zweckmässig durch ein halbeiförmiges, mit einem geraden Deckel geschlossenes, lackirtes, ausgehöhltes Holzstück ersetzen. An Stelle der flachen Platten von Kupfer und Zink nimmt man zwei cylindrische Platten, die, durch Holzstäbchen von einander getrennt, den nach unten gekehrten, abgerundeten Theil des Holzes concentrisch umgeben³⁾.

Existirt ein solcher Erdstrom in der That, so müssen sich auch die 57 übrigen §. 5 u. figde. mitgetheilten Erfahrungen auf denselben übertragen lassen. Dies hat G. de la Rive⁴⁾ durch einige Versuche mittelst des Fig. 49 bis 50 (a. f. S.) mit geringen Abänderungen gezeichneten Apparates gezeigt. Derselbe besteht aus zwei Holzscheiben, in welche die Rinnen *ab*, *cd* und *ef* eingegraben sind, die mit Quecksilber gefüllt werden. Die Rinnen *ab* und *cd* können durch Querwände *g*, *h* und *i*,

¹⁾ Ampère, l. c. — ²⁾ De la Rive, Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 113. 1822*; ähnlich auch Pinaud, Ann. de Chim. et de Phys. T. XLVII, p. 204. 1834*; Pogg. Ann. Bd. XXXVI, S. 548*. Eigentlicher Erfinder des Instrumentes ist Dr. Neef, vergl. Pogg. Ann. l. c. — ³⁾ Krebs, Pogg. Ann. Bd. CXXXIII, p. 186. 1868*. — ⁴⁾ G. de la Rive, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 269*; A. de la Rive, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXI, p. 24. 1822*; auch Pohl, Gilb. Ann. Bd. LXXIV, S. 389 und Bd. LXXV, S. 269. 1823*.

k in je zwei Hälften getheilt werden. Die Holzscheiben sind durch eine Holzsäule verbunden. Durch diese gehen zwei Dräthe, von denen

Fig. 49.



der eine oberhalb des Quecksilbernapfs *g* durch den anderen zur Rinne führt. Die beiden Dräthe sind mit den Klemmschrauben *l* und *m*, die beide Hälften der Rinne *c* und *d* mit den Klemmschrauben *n* und *o* in Verbindung.

Wird nun auf den Quecksilbernapf *g* ein Leiterdrath, Fig. 50, vermittels einer Stahlspitze *s* aufgesetzt, während sein anderes Ende *t* in die Rinne eintaucht, und werden

Klemmschrauben *m* und *l* mit den Polen der Säule verbunden, so fließt z. B. der Strom im Leiter in der durch die Pfeile angegebenen Richtung. Derselbe stellt sich dann analog den Erfahrungen des vorigen Paragraphen so, dass der Strom in seiner unteren Seite von Ost nach West fließt.

Werden dagegen die Klemmschrauben *n* und *o* mit den Polen der Säule verbunden, und wird Leiter Fig. 51 auf den Quecksilber-

Fig. 50.

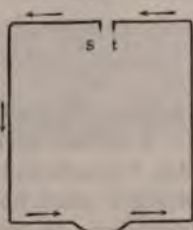


Fig. 51.

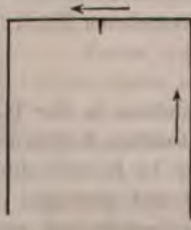
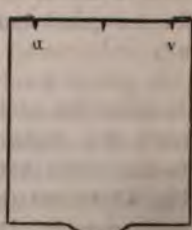


Fig. 52.



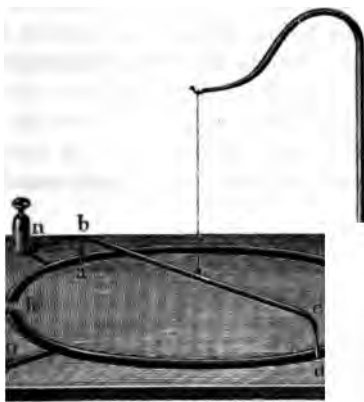
g aufgesetzt, der jetzt nur als Träger des Leiters dient, so durchfließt der Strom denselben z. B. in der Richtung der Pfeile. Er stellt sich dann so, dass der Strom in seinem oberen Theil von West nach Ost fließt. Es überwiegt also die Wirkung auf die längeren vertikalen Dräthe. — Wird der obere Theil des Leiters, Fig. 52, durch einen Glasstab ersetzt, und werden seine unteren Enden metallisch verbunden und von seinen beiden oberen Enden zwei Platindrähtchen *u* und *v* in die beiden Hälften der Rinne *cd* eingesenkt, die man mit den Polen der Säule

et, so stellt sich der Leiter so, dass der Strom in seinem unteren von Ost nach West fließt. — Wird ein Leiter angewendet, der aus zwei verticalen, durch einen Glasstab verbundenen Dräthen besteht, deren Enden in die Rinnen *ab* und *cd* tauchen, wird dann die Rinne *ab* nicht getheilt, wohl aber die untere, und werden deren Enden mit den Polen der Säule durch die Klemmschrauben *n* und *o* verbunden, so fließt der Strom in dem einen der verticalen Dräthe von unten nach unten, in dem anderen von unten nach oben. Auch hier ist der erstere Drath gegen Osten ein. — Fließt in beiden Drähten der Strom aufwärts oder abwärts, indem man beide Rinnen *ab* und *cd* theilt lässt, und *ab* mit dem einen, *cd* mit dem anderen Pol der Säule verbindet, so bleibt der Leiter in jeder Lage in Ruhe. — Wird einer der beiden Dräthe dieses letzteren Apparates entfernt, so dass nur ein einziger verticaler Drath übrig bleibt, so stellt er sich so, dass der Strom in ihm abwärts fließt, auf der östlichen, wenn er aufwärts fließt, auf der westlichen Seite des Apparates ein. Wird endlich die Rinne *ab* bei *i* und *k* getheilt, und ein horizontaler Drath auf *d* auf dessen Enden in die mit den beiden Polen der Säule verbundenen Hälften der Rinne eintauchen, so stellt er sich so, dass der Strom in ihm von Ost nach West fließt.

Der zuletzt beschriebene Versuch lässt sich noch einfacher in folgender Weise anstellen.

Man hängt einen Drath *abcd*, Fig. 53, an einem Coconfaden so auf, dass die Enden *a* und *d* in eine kreisförmige Quecksilberrinne tauchen,

Fig. 53.



die bei *h* und *i* durch Glaswände in zwei Hälften getheilt ist, und verbindet das Quecksilber in beiden Hälften mit den Polen der Säule. Der Drath *abcd* dreht sich so, dass die Stromesrichtung in ihm die ostwestliche ist.

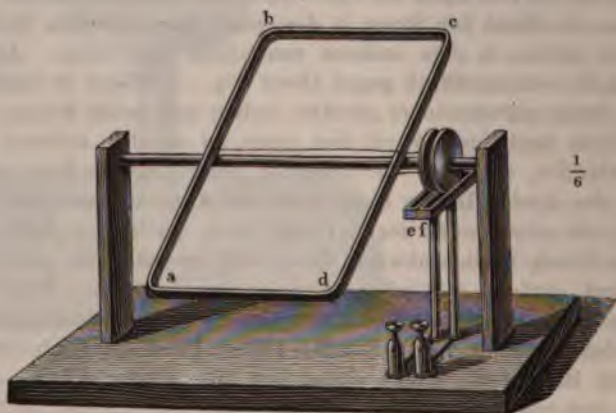
Durch die vorhergehenden Versuche ist festgestellt, dass die Richtung des Erdstromes im Wesentlichen die ostwestliche ist. Um die

Richtung dieses Stromes noch näher zu bestimmen, machen wir einen vierseitigen Stromesleiter um eine horizontale Axe beweglich, welche wir mit der magnetischen Ost-Westlinie zusammenfallen lassen. Man be-

dient sich hierzu zweckmässig des folgenden, zuerst von Ampère (angegebenen Apparates.

Man befestigt einen Leiter $abcd$, Fig. 54, welcher aus mehr Windungen eines überspannenen Kupferdrathes gebildet ist, an einer

Fig. 54.



ihm isolirten, in zwei Zapfenlagern sehr leicht laufenden Axe. Die Enden des Drathes sind mit kleinen Kupferrädchen verbunden, welche in Quecksilberrinnen e und f eintauchen. Der Drath ist so äquilibrirt, er in jeder Lage im Gleichgewicht ist. Stellt man den Apparat so, dass die horizontale Axe desselben senkrecht gegen die Richtung der Declinationsnadel liegt, und verbindet mit den Quecksilbernäpfen e und f die Pole der Säule, so nimmt der Leiter wieder eine solche Lage an, dass an seinem unteren horizontalen Theile die Stromesrichtung von Ost nach West geht. Zugleich neigt sich der Leiter aber mit seinem oberen Ende nach Norden, so dass seine Ebene gegen die Verticalebene der Säule neigt ist. Eine genauere Untersuchung ergiebt, dass er sich hiemit stets so stellt, dass seine Ebene auf der Axe der Inclinationsnadel senkrecht steht.

Der horizontale Erdstrom wird, gerade wie jeder andere horizontale Strom, und der Axe des Apparates parallele Strom, auf die Seiten ab und cd dieses Apparates keinen Einfluss haben können, da die Richtung des Stromes in ab und cd entgegengesetzt ist, also jedes auf ab ausgeübte Drehungsmoment durch ein gleiches auf cd ausgeübtes aufgehoben wird. Dagegen stellt sich die Ebene des Stromes $abcd$ so ein, dass sie senkrecht der durch die Axe und den Erdstrom gelegten Ebene zusammenfällt, und dabei die Seite ad , in welcher der Strom dem Erdstrom gleichgerichtet ist, sich ihm zukehrt. Wir werden also den Erdstrom südlich von uns beobachtungsarten in ost-westlicher Richtung, und zwar in der auf die Inclinationsnadel normalen Ebene, annehmen müssen.

Ein unmittelbares Ergebniss der vorhergehenden Angaben ist folgender Versuch: Hängt man einen horizontalen, etwa 1 Fuss langen Stab in ost-westlicher Richtung an zwei langen Coconfäden auf, und taucht seine beiden, nach unten umgebogenen Enden in zwei mit den Polen der Säule verbundene Gefässe voll Quecksilber eintauchen, so verzieht er sich selbst parallel nach Süden, wenn der Strom in ihm von Ost nach West, dagegen nach Norden, wenn der Strom von West nach Ost fliesst ¹⁾.

An verschiedenen Stellen der Erde richtet sich je nach der Aenderung der Declination und Inclination ein beweglich aufgehängter Stromesleiter verschieden, immer jedoch entsprechend den hier ausgesprochenen Gesetzen.

Da wir §. 11 gesehen haben, dass ein Stromesleiter unter Einfluss eines langen geradlinigen Stromes in Rotation kommen kann, so lassen sich solche Rotationen auch durch den Erdstrom hervorbringen. Die Gesetze dieser Rotationen lassen sich einfacher ableiten, wenn man den Erdstrom durch einen Magnet ersetzt denkt. Wir wollen sie deshalb erst im Capitel „elektromagnetische Rotationen“ behandeln.

¹⁾ Faraday, Quarterly Journ. Vol. XII, p. 416; Gilb. Ann. Bd. LXXII, S. 122. 1822*; auch Pohl, Gilb. Ann. Bd. LXXV, S. 282*. 1823*.

II.

ELEKTROMAGNETISMUS.

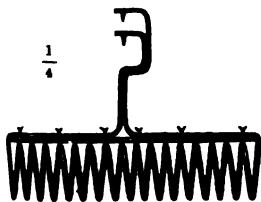


Allgemeine Theorie des Magnetismus. Verhalten der Magnete gegen galvanische Ströme.

I. Allgemeine Uebersicht über die Theorie der Magnetisirung durch galvanische Ströme.

Hängt man an dem Ampère'schen Stativ eine in vielen Windun- 59
gen gewundene Spirale (Fig. 55) auf, so kann man beim Hindurchleiten

Fig. 55.



eines Stromes die Kraft, mit der sie durch die Einwirkung des Erdstromes gerichtet wird, durch die Anzahl der Schwingungen bestimmen, welche sie in einer bestimmten Zeit um ihre Gleichgewichtslage in nord-südlicher Richtung macht. — Legt man jetzt in die Spirale, während sie vom Strome durchflossen wird, einen dünnen Stab von Stahl oder hartem Eisen, so schwingt die Spirale trotz der Vermehrung ihres Trägheitsmomentes durch die Masse des Stabes

schneller um ihre Gleichgewichtslage, als vorher. Ein gleich schwerer Kupfer- oder Messingstab würde dagegen entsprechend der Zunahme des Trägheitsmomentes die Schwingungsdauer vergrößern. Oeffnet man den Strom, und lässt dabei den Stab in der Spirale, so behält auch jetzt noch ihre Axe eine Richtung von Nord nach Süd und schwingt um diese Gleichgewichtslage, wenn auch schwächer, als während der Schliessung des Stromes. — Auch für sich aufgehängt, stellt sich der Stahlstab jetzt, wie die Spirale, mit seiner Axe von Nord nach Süd. Wird er in seinem Schwerpunkte allein unterstützt, so nimmt er die Stellung einer Inclinationsnadel an.

Wir schliessen aus diesen Versuchen, dass der Stab, während er in der Spirale der Wirkung des Stromes ausgesetzt war, Eigenschaften bekommen hat, welche sein Verhalten gegen den Erdstrom mit dem

der Spirale völlig gleich machen, und dass er nach Aufheben des Stromes diese Eigenschaften zum Theil noch beibehalten hat. — Der Stab ist während der Schliessung des Stromes ein Elektromagnet geworden, und hat einen gewissen temporären Magnetismus erhalten; nach dem Oeffnen des Stromes hat er einen Rückstand jenes Magnetismus, einen bestimmten permanenten Magnetismus beibehalten.

Diese Magnetisirung des Eisens und Stahls durch den galvanischen Strom ist kurz nach der Entdeckung der Ablenkung der Magnetnadel durch denselben durch Oersted von Arago¹⁾ gefunden worden.

Man nennt jetzt allgemein das Ende des Stabes, welches sich nach Norden wendet, seinen Nordpol, oder, da man dasselbe gewöhnlich in irgend einer Weise am Stabe auszeichnet, seinen bezeichneten Pol; das entgegengesetzte Ende seinen Südpol oder unbezeichneten Pol²⁾. In früheren Zeiten kehrte man die Bezeichnungen des Nord- und Südpols häufig um.

Um einen Stahl- oder Eisenstab zu magnetisiren, ist es nicht nöthig, denselben in eine Spirale einzuschieben. Es genügt, denselben quer über einen geradlinigen Drath hinüberzulegen, welcher vom Strom durchflossen wird. Der Stab wird magnetisch, wie wenn der Drath ein Theil einer, um den Stab gewundenen Spirale von unendlich grossem Radius wäre, durch welche man den Strom in der der Richtung des Stromes im Drath entsprechenden Richtung geleitet hätte.

Betrachtet man einen Magnetstab von der Seite, so dass man den Nordpol desselben zur Linken hat, so sind die ihn magnetisirenden Ströme von den Füßen des Beschauers zu seinem Kopfe, und dann nach vorn hin um den Magnetstab gerichtet oder nur von einer Seite dieser Richtung entsprechend. Es ist dabei vollständig gleichgültig, ob die zur Magnetisirung des Stabes benutzte Spirale rechts oder links gewunden ist. Verfolgt man in jeder einzelnen Windung derselben die Richtung des Stromes, so giebt das eben angeführte, zuerst von Ampère gegebene Bild (vergl. §. 56) stets die Art der Magnetisirung.

- 60 Wird einer frei aufgehängten, vom Strom durchflossenen Spirale eine zweite, gleichfalls von einem Strom durchflossene Spirale mit ihrem Ende genähert, so wird erstere angezogen oder abgestossen, je nachdem in beiden Spiralen die Stromesrichtung dieselbe oder die entgegengesetzte ist. Legt man in die eine oder andere Spirale einen weichen Eisenstab oder Stahlstab, so werden diese Anziehungs- und Abstossungserscheinungen bedeutend gesteigert. In noch höherem Grade geschieht dies, wenn in beide Spiralen Eisen- oder Stahlstäbe eingeschoben werden. Die Stäbe haben also auch hier durch den temporären Magnetismus, der in ihnen durch die Einwirkung der Ströme erregt worden ist, die Eigenschaften der

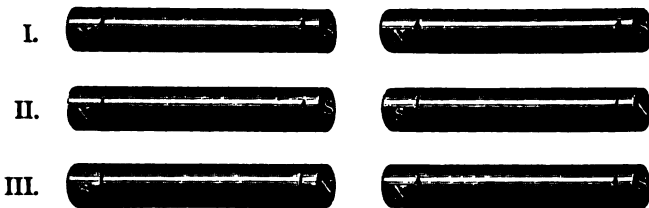
¹⁾ Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 93. 1820*; Gilb. Ann. Bd. LKVI, S. 311*. — ²⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. I, §. 44, Ann. 1831*.

iralen erhalten. Nimmt man die Stäbe aus den Spiralen heraus, so wahren sie je nach ihrer Beschaffenheit mehr oder weniger permanenten Magnetismus und somit auch die Eigenschaften, die sie in den Spiralen erlangt hatten.

Wird daher der eine von den Stahlstäben, welche auf diese Weise behandelt waren, an einem dünnen Faden frei aufgehängt, und der andere seinem einen oder anderen Ende genähert, so wird der bewegliche Stahlstab angezogen, wenn die magnetisirenden Ströme um beide in gleicher Richtung geleitet waren, dagegen abgestossen, wenn die magnetisirenden Ströme um beide eine entgegengesetzte Richtung gehabt hatten. Wir setzen dabei voraus, dass die Wirkung der von einander entfernten Enden der Stäbe gegen die der einander genäherten zu vernachlässigen ist. Betrachtet man die Stäbe als linear, so verhalten sie sich genau wie zwei Solenoide, deren Enden sich gleichfalls anziehen oder abstossen, jenachdem die Ströme selbst, von oben gesehen, gleiche oder entgegengesetzte Richtung haben (§. 38).

Ein Beispiel der Anziehung zweier Stäbe liefert die Fig. 56 I.; Beispiele der Abstossung Fig. 56 II. und III., wo die Richtung der durch die Stahlstäbe magnetisirenden Ströme durch Pfeile bezeichnet ist.

Fig. 56.



Aus einer Betrachtung der Richtung dieser Pfeile ergibt sich, dass die mit *N* und *S* bezeichneten Enden der Stäbe sich, wenn sie frei aufgehängt werden, nach Nord und Süd kehren werden, also den Nordpolen und Südpolen der Magnetstäbe entsprechen. Es folgt also, dass die gleichnamigen Pole der Magnete, Nordpol und Nordpol, Südpol und Südpol, einander abstossen, ungleichnamige Pole, Nord- und Südpol, einander anziehen.

Eisenstäbe an Stelle der Stahlstäbe zeigen diese Eigenschaften viel weniger oder gar nicht, da sie viel weniger permanenten Magnetismus enthalten.

Man könnte in dieser Weise die Einstellung der Magnetnadeln (und ebenso der Stromesleiter) unter dem Einflusse des Erdstromes erklären, indem man sich an seiner Stelle einen Magnet in der Erde dächte, dessen Nordpol auf der Ebene des Erdstromes senkrecht stände, dessen unbenannter (Süd-) Pol nach Norden, dessen bezeichneter (Nord-) Pol nach Süden

gekehrt wäre. Da sich zwei, in nicht zu grossen Entfernungen von einander frei aufgehängte Magnetnadeln parallel stellen, dabei aber ihre Schwerpunkte in unveränderter Lage bleiben, so werden wir annehmen müssen, dass die Pole dieses Erdmagnetes sich in so weiter Entfernung von dem Beobachtungsort befinden, dass ihre Wirkungen auf die Pole der Magnetnadeln gleich und entgegengesetzt gerichtet sind. Die nähere Bestimmung der Lage des hypothetischen Erdmagnetes u. a. f. gehören in das hier nicht zu behandelnde Gebiet des Erdmagnetismus.

- 61 Ebenso wie eine vom galvanischen Strom durchflossene Spirale einen Eisen- und Stahlstab temporär und permanent magnetisiren kann, kann auch weiter der Magnetismus von einem temporär oder permanent magnetisirten Eisen- oder Stahlstab auf einen zweiten solchen Stab übertragen werden. Legt man z. B. einen Stahlmagnet in der Ost-Westrichtung einer Magnetnadel in einer gewissen Entfernung gegenüber, so wird dieselbe aus ihrer Lage abgelenkt. Legt man zwischen den Magnet und die Nadel einen Stab von weichem Eisen, so wird die Nadel viel stärker abgelenkt, und die Verstärkung der Ablenkung ergibt, dass der Eisenstab sich in gleichem Sinne magnetisirt hat, wie der Stahlmagnet, so dass das dem Nordpol des Letzteren zugekehrte Ende des Eisenstabes südpolar geworden ist. Entfernt man den Stahlmagnet, so verschwindet die Ablenkung der Nadel zum grössten Theil; der durch die Einwirkung des Stahlmagnets hervorgerufene temporäre Magnetismus des Eisens ist also fast völlig verschwunden. — Wendet man statt des Eisenstabes einen Stahlstab an, so bewahrt die Magnetnadel einen bestimmten Theil ihrer Ablenkung, namentlich wenn man den Stahlstab während seiner Berührung mit dem Magnet erschüttert hat. Der Stahlstab behält einen gewissen permanenten Magnetismus bei.

Wendet man bei diesen Versuchen statt des magnetisirenden Stahlmagnetes eine von einem Strom durchflossene Spirale an, in welche man einen Eisenstab einschiebt, so summirt sich die magnetisirende Wirkung des Stromes in der Spirale und die Wirkung des durch dieselbe elektromagnetisirten Eisenkernes; die Ablenkung der Magnetnadel wird viel bedeutender als bei Anwendung der Spirale allein; die temporäre Magnetisirung des Stabes vor der Spirale mit ihrem Kerne ist viel grösser geworden. Legt man vor die Spirale einen Stahlstab, so ist auch der in demselben zurückbleibende permanente Magnetismus viel bedeutender als ohne Anwendung des Eisenkernes.

Je näher die zu magnetisirenden Stäbe an den magnetisirenden Stahl- oder Elektromagnet gebracht werden, desto stärker wird ihr temporärer und permanenter Magnetismus; er ist bei unmittelbarer Berührung derselben am stärksten.

Also auch hier ist das Verhalten eines permanent magnetischen Stahlstabes, sowie eines (elektro-) magnetischen Eisenstabes ganz analog dem Verhalten einer vom Strom durchflossenen Spirale.

Die Erregung des temporären Magnetismus des weichen Eisens durch Magnete und Elektromagnete bewirkt, dass das Eisen vom Magnet angezogen wird, indem auf der dem Pol des Magnetes zugekehrten Seite des Eisens temporär ein ungleichnamiger Pol entsteht.

Man legt man daher z. B. an den nach unten gerichteten Nordpol eines befestigten Stahlmagnetes ein kurzes Eisenstäbchen, so erhält man temporär einen Südpol auf der dem Magnetpol zugekehrten, einen Nordpol auf der ihm abgekehrten Seite. Legt man ein zweites Eisenstäbchen unten an das erste, so wird auch dieses in gleichem Sinne temporär magnetisch wie das erste, und bleibt an diesem hängen. Ebenso verhalten sich ein drittes und viertes Stäbchen u. s. f. verhalten, bis das fünfte an den Magnetstab angehängten Stäbchen die Anziehung des Magnetes gegen das obere Stäbchen überwiegt und die Stäbchen auseinander reißt. — Reißt man das oberste Stäbchen von dem Magnet ab, so fällt das untere Stäbchen von demselben ab, da ihr temporärer Magnetismus nach dem Aufhören der Einwirkung der magnetisirenden Kraft erlischt, und der in ihnen zurückbleibende permanente Magnetismus klein ist, um die Anziehung der einzelnen Stäbchen in hinlänglicher Stärke zu erhalten.

Man legt man daher auf die Pole eines Stahlmagnetes zwei Eisenplatten an, deren von den Polen abgekehrten Enden dieselbe Polarität haben, wie die Pole des Magnets. Man kann durch diese „Armidie“ die Pole des Magnets an zwei beliebige, einander naheliegende Stellen legen.

Man bezeichnet einen weichen Eisenstab, welcher von den Polen eines Magnetes oder Elektromagnetes angezogen wird, mit dem Namen Anker.

Man verbindet man die beiden Polflächen eines Stahlmagnetes durch einen Anker aus weichem Eisen, so unterstützen sich die von beiden Polen des Stahlmagnetes ausgehenden temporären Magnetisierungen des Eisens gegenseitig. Es ist dann die Anziehung des auf diese Weise an den Magnet gelegten Ankers viel bedeutender, und man kann größere Gewichte daran hängen, ohne dass er von den Magnetpolen gerissen wird, als wenn man nur an jeden einzelnen Pol Eisenstücke legte und diese durch Gewichte abzureissen suchte.

Man bezeichnet die Gewichte, welche erforderlich sind, um einen an einem oder an beide Pole eines Magnetes gelegten Anker von ihnen abzureissen (mit Einschluss des Gewichtes des Ankers selbst, wenn das Gewicht auf irgend eine Weise äquilibrirt ist), mit dem Namen der Kraft des Magnetes. — Es kann uns dieselbe in vielen Fällen als Maß für die Stärke der Magnetisierung dienen.

Man hängert man einem vertical aufgestellten, permanent magnetisirten Eisenstab von der Seite her eine an einem Coconfaden aufgehängte,

oder auf einem auf einer Spitze schwebenden Achathütchen bei kurze, magnetisirte Stahlnadel und zählt die Schwingungen, wie in einer gegebenen Zeit macht, so beobachtet man, dass die Anziehung und Abstossungserscheinungen sich hauptsächlich an den Enden des Stabes zeigen, gegen die Mitte desselben aber ziemlich schnell zu Null abnehmen.

Die Resultanten der von den einzelnen Punkten jeder Hälfte des Magnetstabes auf die Enden der Magnetnadel wirkenden und abstossenden Wirkungen lassen sich auf diese Weise stimmen. Sie schneiden den Magnetstab selbst in verschiedenen nicht sehr weit von den Enden entfernten Punkten, die je nach dem Abstand der Stahlnadel von dem Magnetstabe näher an den Enden entfernter von den Enden liegen. Denkt man sich die Stahlnadel endlich weit entfernt, so dass die von den einzelnen Punkten der Hälfte des Magnetstabes auf ihre Enden wirkenden Kräfte einander parallel werden, so schneidet die Resultante dieser Kräfte den Magnetstab in zwei Punkten, den eigentlichen Polen desselben. — Im gewöhnlichen Sprachgebrauch überträgt man häufig den Namen der Pole auf die betreffenden Polarität begabten Enden der Stahl- und Eisen-

65 Die Analogieen, welche sich schon vorläufig zwischen dem Verhalten zweier magnetisirter Stahl- oder Eisenstäbe und zweier vom Strom durchflossener Drathspiralen herausgestellt haben, machen es wahrscheinlich, dass in den Stäben selbst durch den Einfluss der Ströme in den Spiralen, in die sie eingelegt worden waren, galvanische Ströme entstehen, die in gleicher Richtung wie die letzteren in ihnen kreisen, und grösserer oder geringerer Intensität noch fortbestehen, nachdem die Spiralen entfernt worden sind. Es fragt sich, ob diese hypothetischen Ströme die ganze Masse der Stäbe durchfliessen oder nur um ihre einzelnen Moleküle kreisen würden. Hierüber geben die folgenden Versuche einen Aufschluss:

Bilden wir den Stab aus einer grösseren Anzahl dünner, neben einander gelegter und zusammengebundener Stahldrähte, nachdem der aus ihnen geformte Stab der Einwirkung der vom Strom durchflossenen Spirale ausgesetzt war, jeder dieser Drähte für sich selbst magnetische Eigenschaften, wie der aus ihnen gebildete Stab.

Zerbricht man einen Magnetstab und hängt seine einzelnen Theile an Coconfäden auf, so dass sie sich in einer Horizontalebene bewegen können, so stellen sie sich gerade so wie der ganze Stab in der Richtung der Declinationsnadel ein, und zwar weisen die im Stab nach Nord gerichteten Enden der Theile wieder nach Nord. Man wiederholt jedem Theile von der Seite eine Magnetnadel, so dass sich, dass jeder derselben einen Nord- und einen Südpol besitzt, vorher der ganze Stab.

es hat daher jedes einzelne Theilchen eines Stahlstabes, welcher der Wirkung einer vom Strom durchflossenen Spirale ausgesetzt war, in Beziehung die Eigenschaft der Spirale angenommen, sich mit derselben Richtung von Nord nach Süd zu stellen. Jedes einzelne Theilchen ist also magnetisch oder zu einem „Molecularmagnet“ geworden.

Diese Thatsache wird auch durch folgenden Versuch bestätigt: 66

Nimmt man ein an beiden Enden mit Korken verschlossenes Glasrohr, in dem zwei Stahlfeilen liegen, und hängt es frei beweglich in der Horizontalen auf, so stellt es sich in jeder Lage ins Gleichgewicht. Schiebt man die Glasröhre durch eine vom Strome durchflossene Spirale, und werden die beiden Stahlfeilen in derselben magnetisch geworden, so stellt sich die Röhre mit ihrer Axe von Nord nach Süd. Schüttet man nun die Stahlfeilen aus der Röhre aus, reibt sie stark durch einander und füllt sie von neuem in die Röhre, so stellt sich dieselbe beim Aufhängen nicht mehr von Nord nach Süd. Durch das Umschütteln haben die einzelnen Stahlfeilen ihre Lage verlassen; die Richtung, welche sich in ihnen von Nord nach Süd stellt, ist nicht mehr in allen gleichgerichtet. Der Erdstrom ändert daher die mit ihnen gefüllte Röhre nicht mehr einstellen.

Nach diesen Versuchen müsste man annehmen, es seien durch die Wirkung des Stromes in der Spirale in den einzelnen Moleculen des Eisen- oder Stahlstabes gleichfalls galvanische Ströme von einer gewissen Intensität, sogenannte Molecularströme, erzeugt worden, welche in derselben Richtung fließen, wie jener Strom in den Windungen der Spirale. Diese Ströme würden bei Stäben von weichem Eisen nach dem Aufhören des magnetisirenden Stromes in der Spirale gleichfalls vollständig aufhören; im Stahl aber mit einer, freilich geringeren Intensität fortdauern¹⁾.

Statt dieser Annahme könnte auch eine zweite Hypothese aufgestellt werden²⁾: 68

Die einzelnen Moleculen des Stahles und Eisens wären nach dieser Hypothese permanent in bestimmten Richtungen von Molecularströmen durchdrungen, welche indess in einem gewöhnlichen Stabe nach allen Richtungen durch einander liegen. Da die Wirkung dieser Ströme von dem Product ihrer Intensität mit den von ihnen umflossenen Flächen abhängt (§. 32 u. figde.), so können wir beliebige Annahmen über das gegenseitige Verhältniss dieser beiden Grössen machen, vorausgesetzt dass das Product derselben ungeändert bleibt. Die natürlichste

¹⁾ Ampère, Théorie, p. 323 u. folgende*; Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, 1820*. — ²⁾ Weber, Elektrodyn. Maassbest. Bd. III, S. 557 u. folgende*.

Annahme wäre, dass in der ganzen Masse eines homogenen magnetisch Metalles sowohl die Intensitäten als auch die Flächenräume aller Molecularströme gleich sind. Ein auf der Ebene der Molecularströme errichtetes Loth, dessen Länge jenem Product proportional ist, wollen wir dem Namen ihrer Axe bezeichnen.

In einem unmagnetischen Stabe liegen die Axen der Molecularströme nach allen Richtungen durch einander. Ihre Wirkungen nach aussen würden sich dann aufheben. Bei der Wirkung eines äusseren, der Axe des Stabes normalen, magnetisirenden Stromes würden die Molecüle des Metalles so um ihren Schwerpunkt drehen, dass dem magnetisirenden Strom zugekehrten Seiten der Molecularströme sich demselben mehr oder weniger parallel stellten. Man kann die Wirkung der Ströme nach aussen in zwei Componenten zerlegen, dem man durch ihre Axen Ebenen legt, welche der Axe des Stabes parallel sind, und die Axen der Molecularströme selbst in diesen Ebenen einmal auf eine der Axe des Stabes parallele Linie und dann auf eine gegen dieselbe senkrechte Ebene projecirt. Da nun die verschiedenen Molecularströme vor der Einwirkung des magnetisirenden Stromes nach allen Richtungen im Stabe liegen, so werden die letzteren Projectionen der Axen bei den verschiedenen Molecularströmen sich in den gegen die Axe des Stabes senkrechten Ebenen nach allen Richtungen hinwärtig und so die Wirkungen der durch sie dargestellten Componenten der Molecularströme nach aussen sich gegenseitig aufheben. Die Projectionen der Axen der Molecularströme auf die der Axe des Stabes parallelen Linien stellen aber Systeme von Molecularströmen dar, welche alle einmal zu jener Axe verlaufen, wie auch die in der ersten Hypothese angenommenen Molecularströme. — Nehmen wir an, dass die mittlere Grösse der Projectionen der Axen der Molecularströme auf die Axe des Stabes an allen Stellen gleich gross sei, so werden auch, da wir die Intensitäten der Molecularströme als gleich angenommen haben, die Flächenräume dieser senkrecht gegen die Axe des Stabes verlaufenden Molecularströme gleich gross sein. Jede Längsfaser des Stabes verhält sich dann wie ein Solenoid. — Ist die mittlere Grösse der Projectionen nach der Mitte des Stabes hin grösser, als am Ende, so verhält sich der Stab selbst wie ein System von gleichgerichteten Solenoiden, die über einander geschoben sind, mit ihren Mitten zusammenfallen und allmählich immer kürzer werden. Dann wird also der Stab nicht nur an den Enden sondern auch noch an den ihnen benachbarten Stellen Polarität, d. h. Anziehungs- und Abstossungserscheinungen auf Magnete äussern (vergl. §. 64).

Nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes würden die Molecularmagnete in Folge der zwischen ihnen thätigen mechanischen Molecularkräfte wieder in ihre früheren Lagen zurückzukehren streben; dies würde beim Eisen fast vollständig geschehen, beim Stahl in Folge der der Drehung der Molecüle entgegenstehenden Widerstandes nur unvoll-

men, so dass der letztere einen grösseren permanenten Magnetismus hielte, als ersteres.

Nach einer dritten älteren Hypothese¹⁾ sollten in den einzelnen Mo- 69
 cülen des Stahles und Eisens zwei entgegengesetzte magnetische Fluida,
 das Nord- und Südfluidum, enthalten sein, welche, ähnlich wie die posi-
 tive und negative Electricität in den Molecülen der unelektrischen Kör-
 per, vor dem Magnetisiren mit einander verbunden wären und keine
 Wirkung nach aussen zeigten. Beim Magnetisiren würden während der
 Einwirkung der magnetisirenden Kraft die Fluida in jedem Molecül von
 einander in der Weise geschieden, dass das Nordfluidum sich in der
 Richtung der Axe der magnetisirenden Spirale nach der einen, das Süd-
 fluidum sich nach der entgegengesetzten Seite hinwendete und an den
 Enden der Molecüle anhäufte. Wie bei den Electricitäten sollten sich
 die gleichnamigen Fluida, Nordfluidum und Nordfluidum, oder Süd-
 fluidum und Südfluidum, einander abstossen, dagegen die ungleichnami-
 gen Fluida, Nord- und Südfluidum, einander anziehen. — Im Inneren des
 Magnetstabes liegen die mit entgegengesetzten Fluidis beladenen Enden
 zweier benachbarter Molecüle dicht neben einander. Ihre Wirkung
 nach aussen hin auf eine neben dem Magnetstab befindliche Magnetna-
 del hebt sich also auf, wenn die Vertheilung der Fluida in den einzelnen
 Molecülen in gleicher Intensität vor sich gegangen ist. Nur an den
 Enden des Stabes würden die äussersten Molecüle einerseits Nordflui-
 dum, andererseits Südfluidum besitzen, deren Wirkung nicht durch das
 neben liegende entgegengesetzte Fluidum des benachbarten Molecüls
 neutralisirt wäre. Demnach würde die Anziehung und Abstossung eines
 Magnetstabes gegen einen zweiten nur von den Enden desselben aus-
 gehen. Wären die Fluida der Molecüle von den Enden nach der Mitte
 hin in immer grösseren Mengen getrennt, so zeigte sich auch hier an
 den Enden benachbarten Stellen Polarität.

Eine eigne Kraft, die Coërcitivkraft (Retentionsfähigkeit nach
 Lamont²⁾), sollte die von einander geschiedenen Fluida verhindern, sich
 durch Aufhebung der magnetisirenden Scheidungskraft wieder zu verein-
 igen; dieselbe wäre im Stahl grösser als im Eisen, so dass letzteres
 nach der Entfernung aus der magnetisirenden Spirale fast vollständig
 den Magnetismus verlöre.

Wiederum würden wir zu dieser dritten eine vierte Hypothese hin- 70
 zufügen können, welche der zweiten analog wäre, und nach der in den
 einzelnen Molecülen des Eisens und Stahles die magnetischen Fluida
 von vornherein permanent in bestimmten Richtungen, den magnetischen

¹⁾ Coulomb, De la Méthode observat. sur la phys. T. XLIII, p. 272. 1793*.
 Mémoires Journ. Bd. II, S. 333*. — Poisson, Mém. de l'Académie royale des
 Sciences, T. V, p. 248. 1824*. — ²⁾ Lamont, Handbuch des Magnetismus, S. 19.
 Leipzig 1867*.

Axen der Molecüle, von einander geschieden wären, aber diese mit ihren Axen in einem unmagnetischen Stab nach allen Richtungen durch einander lägen. Durch die Wirkung des magnetisirenden Stromes würden alle Molecüle um ihren Schwerpunkt gedreht, so dass ihre mit Nordfluidum beladenen Enden mehr oder weniger nach der einen Seite und ihre mit Südfluidum beladenen Enden nach der anderen Seite der Magnetisirungsspirale sich richteten, und so wiederum eine bestimmte Polarität erhielte. An Stelle der Coërcitivkraft tritt ein Widerstand, der die durch den Strom gerichteten Molecüle weniger hindert, nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft wieder ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückzukehren.

Die Axen der Molecüle lägen wie nach der zweiten, so auch nach dieser Hypothese senkrecht gegen die Ebenen der in der zweiten Hypothese angenommenen Molecularströme ¹⁾.

In älterer Zeit nahm man auch wohl besondere magnetische Flüssigkeiten an, oder wie bei der dritten und vierten Hypothese, eine magnetische Flüssigkeit, deren einzelne Theile sich wie die Molecüle der Erde verhalten sollten, von der Materie des Eisens und Stahles aber abgetrennt würden, oder zwei Flüssigkeiten, welche gegenseitig eine Anziehung gegen einander ausübten. Diese Flüssigkeiten sollten durch die magnetisirenden Kräfte nach beiden Enden der magnetisirten Körper hingezogen werden. Da aber jedes Theilchen des magnetisirten Eisens und Stahles sich magnetisch erweist, so hat zuerst Coulomb (l. c.) die Beweise der beiden magnetischen Flüssigkeiten auf die einzelnen Molecüle des Stahles und Eisens beschränkt.

71 Es ist zwischen den vier aufgestellten Hypothesen die wahrscheinlichste zu wählen.

Wir werden später nachweisen, dass die in der zweiten und dritten Hypothese gemachte Annahme von Molecularmagneten, welche in unmagnetischen Eisen und Stahl vorhanden sind und durch die magnetisirenden Kräfte nur gerichtet werden, viele Vorzüge vor der ersten und dritten Hypothese aufgestellten Annahme hat, dass die Molecularströme oder die Scheidungen der Fluida in den Molecülen erst durch die Magnetisirung selbst erzeugt würden.

Denn einmal wissen wir, dass im Moment des Schliessens eines Stromes einer Drathspirale auch in den in dieselbe hineingelegten Metalldrähten, also auch in Eisen- und Stahlstäben Ströme inducirt werden, dem ersteren Strom gerade entgegengerichtet sind (vergl. das Capitel über Induction). Würden diese Ströme während der Schliessung bei d

¹⁾ Permanente drehbare Molecularmagnete sind schon von Kirwan (Irish Acad. Vol. VI, Gilb. Ann. Bd. VI, S. 391. 1800*) angenommen; vergl. auch Beiträge zur Molecularphysik. Nürnberg 1840.

netischen Metallen fort dauern, so müsste ihre Polarität gerade die entgegengesetzte von der sein, welche die Versuche nachweisen. — Sodann lässt sich durch die Annahme drehbarer Molecularmagnete das mit wachsender Intensität des magnetisirenden Stromes allmählich erfolgende Ansteigen des temporären Magnetismus des Eisens oder Stahles bis zu einem Maximum viel vollständiger erklären. Dieses Maximum würde erreicht sein, wenn die Axen sämtlicher Molecularmagnete der Axe der Magnetisirungsspirale parallel lägen. Wenn nach dem Oeffnen des Stromes in derselben die Molecüle zum Theil in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückkehren, so würde dabei das magnetische Metall das Maximum seines permanenten Magnetismus behalten; derselbe wäre, wie man sagt, auf dem Sättigungspunkt angelangt. — Endlich und vor Allem lässt sich nachweisen, dass jede mechanische Aenderung der Structur der magnetischen Metalle, jede mechanische Drehung ihrer Molecüle ihren Magnetismus entsprechend verändert, je nachdem hierbei die Axen der Molecüle mehr der Axe des Magnetstabes zu- oder abgewendet werden, und umgekehrt, dass in gewissen Fällen auch die Magnetisirung eine wirkliche Gestaltsveränderung der Metalle bedingen kann, die sich nur durch eine Drehung der Molecüle in Folge der Magnetisirung erklären lässt (siehe das Capitel: Mechanisches Verhalten der magnetisirten Körper). — Es ist deshalb nur die Wahl zwischen der zweiten und vierten Hypothese übrig. Können wir durch die Annahme von Molecularströmen alle Phänomene erklären, welche durch die Annahme magnetischer Fluida erklärlich sind, so ist es natürlich, an Stelle der zwei Agentien, Elektrizität und Magnetismus, nur das erstere zu setzen, und somit die Hypothese der Molecularströme allein beizubehalten. Dies ist aber nicht nur möglich, sondern wir entgehen durch diese letztere Hypothese gewissen Voraussetzungen in Betreff des Verhaltens der magnetischen Fluida gegen galvanische Ströme, die mit den gewöhnlichen Principien der Mechanik durchaus im Widerspruch sind. Wir werden im Folgenden diese Aufstellungen zu begründen haben, indem wir das Verhalten zweier Magnete gegen einander und das Verhalten der Magnete gegen die galvanischen Ströme genauer betrachten und die gefundenen Grundgesetze nach der ausgesprochenen Hypothese zu begründen versuchen.

II. Magnetisirungsmethoden.

Ausser dem Eisen und Stahl können nur wenige Körper durch den galvanischen Strom oder durch andere, sogleich zu beschreibende Methoden etwas bedeutenderen temporären und permanenten Magnetismus erhalten. Zu diesen gehören namentlich Nickel und Kobalt, von denen das erstere ziemlich bedeutenden, letzteres weniger permanenten Magnetismus nach Aufhebung der magnetisirenden Kräfte beibehält. Ausser diesen und einigen anderen Metallen und ihren Verbindungen, deren Fähigkeit,

magnetisch zu werden, meist nur durch besondere Hilfsmittel wahrgenommen werden kann (siehe das Capitel: Magnetismus aller Körper), ist es vorzüglich der Magneteisenstein, welcher besonders befähigt ist, sei es durch die Wirkung galvanischer Ströme, sei es unter Einfluss des Erdstromes, temporär magnetisch zu werden und auch bedeutenden permanenten Magnetismus zu bewahren. Die Eigenschaft dieses natürlichen, durch den Erdstrom magnetisirten Magnetsteines ist schon seit sehr langer Zeit bekannt; auch hat man schon lange durch Anlegen von Eisenarmirungen l und l' (Fig. 57) an seine polaren Stellen den Magnetismus desselben auf zwei benachbarte Punkte p und p' concentrirt, an welche man einen Anker von weichem Eisen anlegen konnte. Auch Magnetkies und künstliches Schwefeleisen können permanenten Magnetismus, z. B. durch Streichen mit einem Magnet, erhalten¹⁾.

Fig. 57.



Magnetkies und künstliches Schwefeleisen können permanenten Magnetismus, z. B. durch Streichen mit einem Magnet, erhalten¹⁾.

- 73 Wie man gerade Stäbe von Eisen u. s. f. durch den galvanischen Strom zu Elektromagneten machen kann, kann dies auch mit gebogenen Stäben geschehen. Umwindet man z. B. die beiden Schenkel eines hufeisenförmigen Stabes von weichem Eisen mit Windungen von überspannem Kupferdrath, so dass dieselben von dem einen Ende des Hufeisens bis zum anderen in gleichem Sinne gewunden sind, so werden beim Hindurchleiten des Stromes durch die Windungen die Endflächen der Schenkel entgegengesetzt polar magnetisch.

Wir werden verschiedene Formen dieser Elektromagnete, die in neuerer Zeit in sehr grossem Maasstabe ausgeführt worden sind, später zu beschreiben haben.

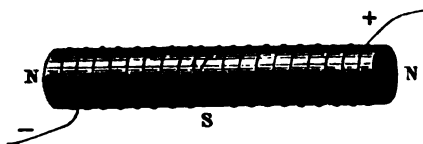
- 74 Windet man um einen geraden oder gekrümmten Eisen- oder Stahlstab eine Spirale in der Art, dass die Richtung der Windungen an irgend einer Stelle wechselt, z. B. an der Biegung des Hufeisens, so würden in den beiden, an dieser Stelle zusammentreffenden Theilen des Stabes die Molecularmagnete sich entgegengesetzt richten und nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes, wenigstens in einem Stahlstabe, diese Richtung zum Theil beibehalten. Der Stab erhält dann an beiden Enden gleiche, an der Stelle des Wechsels die entgegengesetzte Polarität, wie dies z. B. Fig. 58 zeigt. Nähert man diesem Stabe von der Seite eine Magnetnadel, so zeigt die Anziehung des einen oder anderen Poles derselben dieses abnorme Verhalten. Man nennt den Punkt im Stab, in dem die Umkehrung der Polarität stattfindet, einen Folge-

¹⁾ Hatchett, Phil. Trans. 1804. Gilb. Ann. Bd. XXV, S. 58. 1807*.

punkt ¹⁾. Durch wiederholte Wechsel der Richtung der Windungen der Magnetisirungsspirale kann man leicht einen Stahlstab mit beliebig vielen Folgepunkten herstellen.

Will man einen Stahlstab durch den galvanischen Strom recht stark 75
permanent magnetisiren, so müssen die Ströme in der Spirale möglichst

Fig. 58.



intensiv sein und aus möglicher Nähe auf die Molecularmagnete des Stabes richtend einwirken. Da aber die letzteren auch nach der Entfernung der Spirale ihre Richtung zum Theil

beibehalten, so kann man zweckmässig die Wirkung der Spirale auf einen Punkt des Stabes concentriren und sie nach einander über die verschiedenen Punkte desselben hinschieben.

Eine hierauf beruhende, sehr praktische Methode, vermittelt deren man gerade und hufeisenförmige Stahlstäbe magnetisiren kann, ist von Elias ²⁾ angegeben worden. Man windet eine sehr kurze, recht dicke Spirale von 7 bis 8 Metern von überspannenem Kupferdrath von 3^{mm} Dicke, von etwa 25^{mm} Höhe, 35^{mm} innerem und 105^{mm} äusserem Durchmesser, leitet durch diese einen Strom und schiebt sie auf dem Stahlstabe hin und her. Zuletzt, wenn sie sich wieder in der Mitte des Stabes befindet, öffnet man den die Spirale durchfließenden Strom und entfernt sie. An die Enden der geraden Stahlstäbe legt man hierbei zweckmässig zwei Stücke von weichem Eisen, und verbindet ebenso die Pole der hufeisenförmigen Stäbe mit einem Anker von weichem Eisen. Bei dieser Methode werden nach einander die einzelnen Theile des Stahlstabes einer sehr starken magnetisirenden Kraft ausgesetzt, so dass ihre magnetischen Theilchen sich sehr stark richten.

Böttger ³⁾ hat diese Methode für hufeisenförmige Stahlstäbe in der Weise abgeändert, dass er der aus dünnem Blech geformten Spirale eine ω -Form giebt, den Strom hindurch leitet, und nun die Schenkel des Hufeisens gleichzeitig durch beide Oeffnungen der Spirale führt; indess wird hierbei der Absicht nicht ganz entsprochen, die Wirkung aller Windungen der Spirale in jedem Augenblicke nur auf eine einzige Stelle des Stahlhufeisens wirken zu lassen.

Schon seit älteren Zeiten übertrug man den Magnetismus der natürlichen Magnete auf Stahlstäbe und von diesen auf andere Stahlstäbe. 76

¹⁾ Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 99. 1820*; Gilb. Ann. Bd. LXVI, S. 319*. — ²⁾ Elias, Pogg. Ann. Bd. LXII, S. 249. 1844*. — ³⁾ Böttger, Pogg. Ann. Bd. LXVII, S. 112*. Elias, Pogg. Ann. Bd. LXVII, S. 356. 1846*.

Wir wollen hier nur die gebräuchlichsten dieser Methoden beschreiben, von denen die erste die des sogenannten „einfachen Striches“ ist ¹⁾.

Man setzt auf die Mitte des zu magnetisirenden Stabes den magnetisirenden Magnet mit dem einen Pole auf und streicht den ersteren Stab bis zu seinem einen Ende, hebt sodann den Magnetpol ab und wiederholt das Streichen. Nachher setzt man den entgegengesetzten Pol auf die Mitte des Stahlstabes und streicht mit diesem in gleicher Weise die andere Hälfte desselben. Man wiederholt dies Verfahren, bis sich der durch Ablenkung einer frei aufgehängten Magnetnadel gemessene Magnetismus des Stabes nicht mehr ändert. Der Stab erhält dann an dem mit dem Südpol des Magnetes gestrichenen Ende einen Nordpol, an dem mit dem Nordpol gestrichenen einen Südpol. Hierbei wird indess meist die Polarität des zuletzt gestrichenen Endes des Stabes etwas stärker, als die des anderen, und man erhält schwierig das Maximum der Magnetisirung.

Eine schnellere Magnetisirung eines Stahlstabes erreicht man, indem man gleichzeitig beide Hälften des Stahlstabes streicht. Man setzt neben einander auf die Mitte des Stahlstabes zwei Magnetstäbe mit ihren entgegengesetzten Polen auf, so dass sie fast horizontal liegen, fährt mit ihnen bis zu den beiden Enden des Stahlstabes, hebt dann die Pole ab, setzt sie wieder auf die Mitte auf und wiederholt dies Verfahren, bis der Stahlstab das Maximum des Magnetismus erreicht hat. Man bezeichnet diese Magnetisirungsmethode mit dem Namen des „Doppelstrichs mit getrennten Magnetten“ ²⁾.

Hierbei werden die einzelnen magnetischen Molecüle der Stäbe stets so gerichtet, dass sie ihren ungleichnamigen Pol dem Pole des streichenden Magnetes zuwenden und nach der Entfernung desselben ihre Lage theilweise beibehalten. Durch wiederholtes Streichen wird diese Richtung der Theilchen immer vollständiger hergestellt. — Nach der Hypothese der magnetischen Fluida würde durch das an dem Pol des streichenden Magnetes angehäuften Fluidum eine Scheidung der Fluida der einzelnen Molecüle des gestrichenen Magnetes bewirkt, und darauf das dem Fluidum des streichenden Magnetpoles ungleichnamige Fluidum zu demselben hingezogen, das gleichnamige abgestossen. Nach der Entfernung des streichenden Magnetes würde durch die Coërcitivkraft diese Scheidung der Fluida zum Theil bestehen bleiben.

77 Eine andere, sehr viel vortheilhaftere Methode der Magnetisirung ist die durch den eigentlichen „Doppelstrich mit zwei vereinten Magnetten“, welcher zuerst von Michell ³⁾ angegeben worden ist.

Man legt zwei Magnetstäbe (von denen jeder aus mehreren, in glei-

¹⁾ Gilbert, de magnete. Die weitere Literatur s. u. A. in Gehler's Wörterbuch Bd. VI, 2. 1836*, und Lamont, Handbuch des Magnetismus. Leipzig 1867*.

²⁾ Knight, Canton, Phil. Trans. 1751, p. 34. — ³⁾ J. Michell, A treatise on artificial magnets. Cambridge 1751*.

chem Sinne magnetisirten Lamellen bestehen kann) so neben einander, dass ihre ungleichnamigen Pole mit einander in Berührung sind, bindet sie an dem einen Ende zusammen und trennt sie am anderen Ende durch ein zwischengepresstes Stückchen Metall oder Holz. Man setzt diesen Doppelstab mit dem letzteren Ende auf die Mitte des zu magnetisirenden Stahlstabes so auf, dass die neben einander liegenden Pole nach den Enden des letzteren gerichtet sind, und fährt mit dem Doppelstabe nach beiden Seiten abwechselnd hin und her. Zweckmässiger kann man statt der zusammengebundenen Stäbe einen hufeisenförmigen Stahlmagnet verwenden, den man mit seinen beiden Armen auf den Stahlstab aufsetzt und auf diesem hin- und herzieht. Auch kann man bei der Magnetisirung grösserer Stäbe einen kräftigen Elektromagnet verwenden, auf dessen Pole man den zu magnetisirenden Stab auflegt und hin- und herschiebt.

In diesen Fällen dient stets der zwischen den Polen des magnetisirenden Magnetes befindliche Theil des Stahlstabes als Anker und nimmt an der dem Südpol des Magnetes entsprechenden Seite Nordpolarität, an der dem Nordpol entsprechenden Südpolarität an. Beim Hin- und Herziehen werden alle einzelnen Theile des Stabes auf diese Weise erst temporär magnetisirt und behalten dann einen Theil des Magnetismus permanent bei. — Man thut gut, hierbei nach einander die verschiedenen Seiten des zu magnetisirenden Stabes zu streichen.

Eine ähnliche Beschleunigung und Verstärkung der Magnetisirung 78 wie beim Doppelstrich erhält man, wenn man den zu magnetisirenden Stab zwischen zwei grössere Stahl- oder Eisenmassen bringt und letztere mit ihm zugleich magnetisirt. Hierbei wird durch die in ihnen entstehende Polarität gleichfalls noch der Magnetismus des zwischen ihnen befindlichen Stahlstabes verstärkt, indem die in ihnen gerichteten magnetischen Molecüle auf die Molecüle des zwischen ihnen befindlichen Stabes zurückwirken und sie stärker, als vorher, in die magnetischen Lagen richten.

Auf diese Weise hat zuerst Michell (l. c.) eine Reihe von Stahlstäben mit ihren Enden in gerader Linie an einander gelegt und sie nun wie einen einzigen Stab magnetisirt. Da hierbei die Stäbe an den Enden schwächer magnetisch werden, als die in der Mitte liegenden (siehe im Capitel: Gesetze der Elektromagnete), so wechselt man während des Streichens öfter die Reihenfolge der Stäbe.

Statt dieses Verfahrens bindet Le Maire¹⁾ den zu magnetisirenden Stahlstab in der Mitte auf einen zwei- bis dreimal längeren Stab auf, so dass die Axen der Stäbe parallel sind, und magnetisirt beide gleichzeitig. Auch hier ist der kleinere Stab beiderseits von gleichartig magnetisir-

¹⁾ Le Maire, Mém. de l'Acad. 1745, p. 181*.

ten Stahlmassen umgeben, von denen er selbst wiederum magnetisch polarisirt wird.

Noch besser kann man den zu magnetisirenden Stab zwischen zwei starke Magnetstäbe *A* und *B* legen, deren entgegengesetzte Pole dem ersteren zugekehrt sind, oder ihn auf diese Pole so hinauflegen, dass seine Enden letztere etwa $\frac{1}{2}$ Zoll weit bedecken. Man magnetisirt dann den Stahlstab so vermittelst des einfachen oder Doppelstriches, dass sein dem anliegenden Nordpol des Magnetstabes *A* entsprechendes Ende durch das Streichen einen Südpol, und umgekehrt sein dem Südpol des Stabes *B* zugekehrtes Ende einen Nordpol erhält¹⁾.

Auch auf andere Weise kann man erreichen, dass die magnetisirten Stäbe stets von anderen, in gleicher Richtung magnetisirten Massen begrenzt sind. So legt man, nach Canton (l. c.), zwei Stahlstäbe in einem Abstände von etwa $\frac{1}{4}$ Zoll parallel neben einander, und verbindet ihre Enden durch zwei Eisenstücke zu einem „Magazin“. Jeder der beiden Stahlstäbe wird durch den Doppelstrich vermittelst zweier, an dem einen Ende durch ein Stückchen Holz getrennter Magnete (oder eines Hufeisenmagnetes) so magnetisirt, dass der eine der Stäbe an dem Ende einen Südpol erhält, wo der Nordpol des anderen sich gebildet hat. Die magnetisirenden Magnete lässt man in der Mitte der magnetisirten Stäbe seitwärts abgleiten.

Auch kann man nach Aepinus²⁾ vier Stahlstäbe zu einem Rechteck zusammenlegen und alle einzeln nach der eben angegebenen Methode magnetisiren, oder auch mit einem mit beiden Polen aufgesetzten Hufeisenmagnet im Kreise auf den vier Stäben herumfahren, so dass der eine Pol desselben dem anderen auf seinem Wege folgt. Diese Art des Streichens nennt man den „Kreisstrich“.

Markus³⁾ endlich legt auf die Pole eines hufeisenförmigen Elektromagnetes zwei in einem stumpfen Winkel bis auf einen Zoll zusammenlaufende Eisenstäbe, legt auf ihren Convergenzpunkt den der Verbindungslinie der Magnetpole parallelen Stahlstab mit seiner Mitte auf und schiebt ihn sich selbst parallel gegen jene Linie hin über die Eisenstäbe hinüber.

79 Einen hufeisenförmigen Stahlstab kann man in gleicher Weise magnetisiren, indem man die Enden seiner Schenkel mit einem Stabe weichen Eisens verbindet, oder gegen dieselben die Enden der Schenkel eines zweiten hufeisenförmigen Stahlstabes legt, auf eine Stelle dieses geschlossenen Kreises die Pole eines Hufeisenmagnetes oder zweier in entgegengesetzter Lage an einander gebundener Stabmagnete aufsetzt und sie so im Kreise herumführt⁴⁾.

1) Coulomb, l. c. — 2) Aepinus, Gehler's Wörterb. Bd. VI, 2. S. 920*. — 3) Markus, Pogg. Ann. Bd. CVI, S. 846. 1859*. — 4) Trullard, Gehler's Wörterb. l. c.

Man kann auch nach Hoffer¹⁾ auf den hufeisenförmigen, durch einen Anker von weichem Eisen geschlossenen Stab einen zweiten hufeisenförmigen Stahlmagnet so aufsetzen, dass die beiden Pole des letzteren auf den beiden Enden der Arme des ersteren senkrecht zu stehen kommen, und nun den Stahlmagnet über die Arme des zu magnetisirenden Hufeisens hinziehen und an der Biegung desselben abgleiten lassen; sodann den Stahlmagnet wiederum aufsetzen und die gleiche Streichmethode wiederholen. Der zu magnetisirende Stab erhält an demjenigen Ende des Armes einen Nordpol, auf welchem sich der Nordpol des streichenden Magnetes befand und umgekehrt.

Setzt man dagegen die Pole des streichenden Magnetes auf die beiden Arme des zu magnetisirenden Hufeisens in der Nähe der Biegung auf und zieht denselben langsam bis zum Ende der Arme des letzteren hin, lässt ihn dort abgleiten und wiederholt dies Verfahren, so erhält der mit dem Nordpol des Magnetes gestrichene Arm des Hufeisens an seinem Ende einen Südpol und umgekehrt. Bei diesem letzteren Verfahren hat man nicht nöthig, die Arme des Hufeisens mit einem Anker von weichem Eisen zu verbinden.

Gewöhnlich empfiehlt man indess, einen Hufeisenmagnet von Stahl so zu streichen, dass der Kreis des Eisens und Stahles nie geöffnet wird. Man soll also z. B. nach Mohr²⁾ an die Schenkel des Hufeisens einen Anker von weichem Eisen legen, dann mit einem zweiten hufeisenförmigen Stahlmagnet auf beiden Schenkeln von der Biegung bis zu den Enden streichen, jetzt gegen die Pole des streichenden Magnetes einen Anker legen und den streichenden Magnet nun erst abheben.

Streicht man indess einen hufeisenförmigen Stahlmagnet mit vorgelegtem Eisenanker, so können nach dem Entfernen des Ankers leicht Folgepunkte im Magnet entstehen. Da die magnetischen Molecüle des weichen Eisens leichter ihre Lage ändern, als die des Stahles, so wird der beim Streichen durch die Wirkung des Magnetes im Anker erzeugte Magnetismus besonders stark sein und, rückwirkend auf die ihm zunächst liegenden Theile des Magnetes an seinen Polflächen, dieselben besonders stark richten. An den von letzteren entfernter liegenden Stellen des Stahlmagnetes wird die gegenseitige Einwirkung nicht so stark die durch das Streichen bedingte Einstellung der Axen der Theilchen in die der Axe des Magnetes parallele magnetische Lage befördern. Es kann so das magnetische Moment der Stahltheilchen an den Polen grösser werden, als in der Mitte zwischen denselben. Reisst man den Anker ab, so werden zwar namentlich die an den Polen liegenden Theilchen nicht mehr in ihrer magnetischen Lage durch die Wirkung des Ankers gehalten und in einem gewissen Grade in ihre unmagnetische Gleichgewichtslage zurückkehren. Immerhin kann indess das magnetische Moment der den Polen

¹⁾ Hoffer, Dove's Rep. Bd. II, S. 148*. — ²⁾ Mohr, Pogg. Ann. Bd. XXXVI, S. 542. 1835*.

näher liegenden Theile noch grösser bleiben, als das Moment der in der Mitte zwischen beiden Polen befindlichen Theile. Der Stahlmagnet besitzt dann Folgepunkte¹⁾, wie wir dies später näher begründen werden.

Um die Bildung derselben zu vermeiden, thut man besser, den Magnet ohne Anlegen des Ankers zu magnetisiren, und dann erst den Anker an seine Pole zu legen.

Als eine sehr gute Methode empfiehlt Sinsteden (l. c.), den zu magnetisirenden Stahlmagnet mit seinen Schenkeln auf die Schenkel eines Elektromagnetes zu stellen, und von Zeit zu Zeit mit einem dicken Eisenstück von der Biegung des ersteren zu den Polen desselben hin- und streichen. Man soll die den Elektromagnet erregende Batterie öfter öffnen und schliessen, wodurch die Theilchen des Stahles leichter beweglich werden. Man hebt endlich den Magnet vom Elektromagnet ab, indem man ihn erst auf die Kante neigt, auf die Pole des Elektromagnetes ein Stück Pappe schiebt, nun den Magnet aufwärts beugt, dass er auf letzterem zu stehen kommt, und ihn ganz allmählich vom Elektromagnet entfernt.

Bei Anwendung starker Elektromagnete braucht man übrigens nur die Schenkel des zu magnetisirenden Hufeisens von Stahl mehrere Male auf die Pole des ersteren aufzulegen und abzuziehen, um das Maximum der Magnetisirung zu erhalten. Dabei ist es zweckmässig, das Stahlhufeisen durch Schläge zu erschüttern (s. w. u.). Hat man häufiger Stahlhufeisen von verschiedenen Dimensionen zu magnetisiren, so kann man leicht einen Elektromagnet hierzu construiren, dessen beide Schenkel sich auf einem weichen Eisenprisma verschieben und so in die geeignete Entfernung bringen lassen²⁾. Es genügt indess hierzu schon das Auflegen von prismatischen Eisenstücken (sogenannten Halbankern) auf die Pole des gegebenen Elektromagnetes, deren Abstand dann nach Bedarf abgeändert wird.

80 Eine eigenthümliche Methode, bei welcher der Stahl einen sehr starken permanenten Magnetismus annehmen soll, ist zuerst von Robinson³⁾, dann mit geringen Abänderungen von Aimé⁴⁾ und Hamann⁵⁾ vorgeschlagen worden. Nach diesen soll man die zu magnetisirenden Stahlstäbe rothglühend zwischen die ungleichnamigen Pole zweier Magnete oder eines hufeisenförmigen Magnetes bringen und sie zwischen diesem ablöschen. Da sich der im Stahl und Eisen durch magnetisirende Kräfte erzeugte temporäre Magnetismus mit der Temperaturerhöhung bis zu einem Maximum steigert (indem wohl die Theilchen leichter beweglich werden und dem Zuge der magnetisirenden Kräfte leichter folgen), be-

¹⁾ Vergl. Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 43. 1849*. — ²⁾ Carl, Rep. Bd. III, S. 382. 1867*. — ³⁾ Robinson, Encyclop. Britann. [4] T. XII, p. 375; Gehler's Wörterbuch Bd. VI, [2] S. 930*. — ⁴⁾ Aimé, Ann. de Chim. et de Phys. T. LVII, p. 442. 1843*; Pogg. Ann. Bd. XXXV, S. 206*. — ⁵⁾ Hamann, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 464. 1852*, und schon früher bei der Magnetisirung durch die Erde Pönitz, Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 319. 1821*, und auch Knight.

halten jene Stoffe beim schnellen Erkalten auch mehr permanenten Magnetismus bei.

Auch Magneteisenstein soll sich beim Ablöschen unter dem Einfluss einer magnetisirenden Kraft stark magnetisiren. Nach Aimé und Billaud¹⁾ würde man ihn hierbei besser langsam erkalten lassen.

Von sehr wesentlichem Einfluss auf die Stärke des erzeugten permanenten Magnetismus ist es auch, ob während der Magnetisirung die Stahlstäbe erschüttert werden. Durch Erschütterungen, z. B. Schläge u. s. f., während des Magnetisirens vermehrt sich der temporäre Magnetismus, indem dadurch die magnetischen Molecüle beweglicher werden und stärker dem Zuge der magnetisirenden Kraft folgen können. Ein Eisendrath²⁾, welcher zwischen die Pole eines Magnetes gebracht, keinen merklichen permanenten Magnetismus annimmt, erhält solchen, wenn man ihn mit verschiedenen Körpern schlägt.

Aus demselben Grunde werden Stahlstäbe stets viel stärker magnetisch, wenn man die magnetisirenden Magnete mit starker Reibung an ihnen entlang führt. Deshalb magnetisiren sich rauhe Stäbe stärker als glatte. Sind die Stäbe mit Oel oder einem Goldblättchen³⁾ bedeckt, so werden die bei dem Magnetisiren hervorgebrachten Erschütterungen vermindert, und die Magnetisirung tritt viel schwächer hervor.

Lässt man einen zwischen zwei Magnete gelegten Stahlstab, nachdem man ihm durch Streichen einen schwachen Magnetismus ertheilt hat, noch länger zwischen den Magneten liegen, so nimmt sein Magnetismus ab⁴⁾, indem er wohl auch hier im Verlauf der Zeit grössere und kleinere Erschütterungen erleidet.

Möglichst innige Berührung der an einander gelegten Eisen- und Stahlmassen fördert bei allen diesen Methoden die Magnetisirung sehr, da die Vertheilung des Magnetismus im Eisen und Stahl durch einen benachbarten Magnet sehr schnell mit der Entfernung abnimmt.

Es ist zu entscheiden, welche von den angeführten Magnetisirungsmethoden die empfehlenswerthere sei. In Bezug auf das Magnetisiren durch Streichen hat Moser⁵⁾ Versuche angestellt, indem er parallelepipedische Stäbe von etwa 190 Grammen (12 Loth) Gewicht mit zwei nicht sehr starken Magnetstäben strich und ihre Oscillationsdauer bestimmte. Dieselbe betrug im Minimum für 10 Schwingungen:

1. Beim Magnetisiren nach der Methode von Knight, indem die magnetisirenden Stäbe schräg von der Mitte gegen das Ende der zu magnetisirenden Nadeln geführt wurden 148,7".

¹⁾ Billaud, Compt. rend. T. XVII, p. 248, 1843*; Pogg. Ann. Bd. LX, S. 319*. — ²⁾ De Haldat, Ann. de Chim. T. XLII, p. 42. 1829*. — ³⁾ Robinson, Encyclop. Britann. [4] T. XII, p. 375. Gehler's Wörterbuch Bd. VI, S. 923*. — ⁴⁾ Du Hamel, Mem. de l'Acad. 1750, p. 154°. — ⁵⁾ Moser, Dove's Repert. Bd. II, S. 141*.

2. Bei gleicher Magnetisirung, während Eisenstücke unter den Enden der Nadeln sich befanden
3. Bei derselben Methode, als die Eisenstücke anderseits durch eine schon magnetisirte Nadel verbunden wurden .
4. Beim Magnetisiren nach Michell's Methode durch den Doppelstrich mit vorgelegten Eisenstäben, die auf den entgegengesetzten Seiten einander berührten
5. Desgleichen mit Anwendung eines Stahlmagnetes von Hufeisenform
6. Beim Magnetisiren des ad 4 beschriebenen Magazins vermittelst dieses letzteren Magnetes mit dem Kreisstrich .
7. Die Stäbe wurden als Anker auf zwei auf die Pole eines Elektromagnetes gelegte Eisenstücke gelegt, sodann mit dem Stahlhufeisen gestrichen, die Eisenstücke nach aussen geschoben, und so die Stäbe vom Magnet entfernt. Die Oscillationsdauer betrug

Der Kreisstrich liefert also günstigere Resultate, als die früheren Magnetisirungsmethoden, wie sich auch erwarten lässt, da bei die Theilchen am vollständigsten gerichtet werden können. ist die Anwendung des Elektromagnetes noch viel vortheilhafter.

Wir können ferner fragen, ob man mit Hülfe eines galvanischen Stromes von bestimmter Intensität einen Stahlstab stärker magnetisiren kann, wenn man den Strom direct verwendet, z. B. also ihn durch eine Elias'sche Spirale leitet und diese über den Stahlstab hinschiebt, wenn man durch den Strom erst einen Eisenstab zum Elektromagnet macht und an diesem den Stahlstab streicht. Nach mehreren Versuchen von Frick¹⁾ ist die letztere Methode vorzuziehen. Auch wenn man einen magnetisirten Stahlstab durch eine Elias'sche Spirale führt, die man den Strom in entgegengesetzter Richtung leitet, wie bei der Magnetisirung, oder den Stab durch einen Elektromagnet in entgegengesetzter Richtung streicht, wie beim Magnetisiren, wird die Polarität des Stabes durch das letztere Verfahren leichter umgekehrt, als durch das erstere.

83 Durch die Einwirkung des Erdmagnetismus wird gleichfalls Eisen- und Stahlstab temporär magnetisirt und behält, wenn man die Einwirkung aufhören lässt, je nach seinem Stoff einen kleineren oder grösseren Theil des in ihm erzeugten Magnetismus bei.

Bringt man daher einen solchen, etwa 1^m langen und 1^{cm} dicken Stab in die Richtung der Inclinationsnadel und nähert seinen Enden kleine, auf einem Achathütchen schwebende Magnetnadel, so erwe-

¹⁾ Frick, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 537. 1849*.

sein oberes Ende als südpolär, sein unteres Ende als nordpolär magnetisch. Wird der Stab nachher in eine gegen die Richtung der Inclinationsnadel senkrechte Lage gebracht, so verschwindet beim Eisen der temporäre Magnetismus, „der Magnetismus der Lage“, wieder. Ein Stahlstab behält dagegen einen Theil des Magnetismus permanent bei. Erschüttert man den Stahlstab, während er sich in der Inclinationslage befindet, durch Schläge, durch Feilen oder Biegen, so vermehrt sich der permanente Magnetismus, da die Theilchen des Stabes hierdurch beweglicher werden und leichter den sie richtenden Kräften des Erdmagnetismus folgen¹⁾.

Befindet sich ein Eisen- oder Stahlstab mit seiner Axe nicht in der Richtung der Inclinationsnadel, so ist der nach der Richtung der Axe des Stabes vertheilte Magnetismus geringer, als vorher. Untersucht man denselben in einem Eisenstab bei verschiedenen Neigungen gegen die Inclinationsrichtung, indem man dem einen oder anderen Ende desselben stets in gleicher Entfernung eine Magnetnadel gegenüberstellt, so entspricht die Tangente des Ablenkungswinkels derselben dem Magnetismus des Stabes. Derselbe ist, wie sich aus der directen Betrachtung ableitet, proportional dem Sinus der Neigung der Stäbe gegen den magnetischen Aequator oder dem Cosinus der Neigung derselben gegen die Inclinationsrichtung. Dieses Resultat ist auch durch Versuche von Baden-Powell²⁾ bestätigt worden, bei denen die in verschiedenen Lagen gehaltenen Stäbe stets um gleiche Winkel tordirt wurden, um sie stärker zu magnetisiren.

Durch diese Magnetisirung vermöge der Einwirkung des Erdmagnetismus erweisen sich häufig stählerne Instrumente, Feilen, Sägen u. s. f., die vielfache Erschütterungen erleiden, oder stählerne Stangen, welche längere Zeit in verticaler Richtung gestanden hatten, als permanent magnetisch. Diese Beobachtungen sind schon seit langer Zeit bekannt.

Auf dieser Magnetisirungsart scheint es auch zu beruhen, dass Greiss³⁾ Drehspäne von Gussstahl und weichem Eisen alle permanent magnetisch fand, und zwar war bei allen der Südpol da, wo das Abdrehen begonnen hatte, also auf der Seite, wo der scharfe Rand des Spänes sich befindet. Waren die Späne, vom Südpol aus gesehen, im Sinne der Drehung des Uhrzeigers gewunden, so zeigten sie einen stärkeren Magnetismus, als bei umgekehrter Windung. Wahrscheinlich sind auch diese Erscheinungen dadurch bedingt, dass die Späne beim Abdrehen in eine gegen die Richtung der elektromagnetischen Kraft geneigte Lage kamen, die je nach der Drehungsrichtung verschieden war, und sie so bei dem beim Abdrehen erfolgenden Erschütterungen mehr oder weniger stark in dem angegebenen Sinne permanent magnetisch wurden.

Es ist von selbst klar, dass, wenn man Stahlstäbe in geeigneter Weise mit einem in der Richtung der Inclinationsnadel gehaltenen Eisenstabe,

¹⁾ Gilbert, De Magnete. Scoresby, Phil. Trans. 1822. Vol. II, p. 241*. —

²⁾ Baden-Powell, Annals of Phil. Febr. 1822; Gilb. Ann. Bd. LXXIII, S. 245. 1823*.

— ³⁾ Greiss, Pogg. Ann. Bd. CXXIII, S. 176. 1844*.

wie mit einem Stahlmagnet, streicht, der temporäre Magnetismus des letzteren in den Stahlstäben permanenten Magnetismus hervorrufen kann¹⁾.

III. Verhalten zweier Magnete gegen einander.

84 Wir haben schon früher §. 64 u. 68 angeführt, dass im Wesentlichen die Wirkungen je zweier benachbarter Pole der magnetischen Molecul eines Magnetstabes nach aussen sich nahezu aufheben, und daher fast nur die Wirkung der Pole der an den Enden desselben befindlichen Molecul übrig bleibt. Nehmen wir nach der Theorie der magnetischen Fluida an, dass in jedem Molecul die Fluida $\pm \mu$ von einander geschieden sind, so wird der Magnetstab auf einen anderen in die Entfernung so wirken wie wenn an seinen Enden nur die Fluida $+\mu$ und $-\mu$ angebracht wären. Besitzt der andere Stab an seinen Enden die Fluida $+m$ und $-m$, so ist zu bestimmen, nach welchem Gesetze die Fluida $+\mu$ und $-\mu$ und $+m$ sich anziehen, die Fluida $+\mu$ und $+m$, $-\mu$ und $-m$ sich abstossen.

Wir erwähnen hier nur kurz die wichtigsten Untersuchungen über diesen Gegenstand, welche von Coulomb, Bidone, Scoresby und Gauß angestellt sind²⁾.

85 Coulomb³⁾ hängte zuerst eine durch den Doppelstrich magnetische Magnetnadel von 3 Zoll Länge horizontal an einem Coconfaden auf und stellte in der Richtung des magnetischen Meridians einen verticalen 25 Zoll langen, $1\frac{1}{2}$ Linien dicken, harten und magnetisirten Stahlstab einiger Entfernung vor ihr auf. Der Stab wurde in verschiedener Höhe vor der Nadel befestigt, und die Zahl ihrer Schwingungen gezählt. Es ergab sich im Maximum, als sich das untere Ende des Stabes etwa 1 Zoll unter dem Niveau der Nadel befand; ebenso wurde der Stab in die auf den magnetischen Meridian senkrechten Richtung horizontal vor der Magnetnadel gebracht und so lange verschoben, bis dieselbe sich wieder im Meridian befand. Auf diese Weise wurde der Beweis für die (nicht ganz richtige) Annahme geliefert, dass die magnetischen Fluida im Stahlstab an beiden Enden desselben auf etwa 2 Zoll concentrirt seien und

¹⁾ Antheaulme, Mém. sur les simans artificiels, Paris 1760*. Gehler's Wörterbuch Bd. VI, [2] S. 918*. — ²⁾ Die ältesten dieser Untersuchungen, welche annähernd richtige Gesetze angaben, sind von Tobias Mayer im Jahre 1760, von Lambert (1761) und namentlich von Dalla Bella in Lissabon in den Jahren 1768 bis 1783 angestellt, indem er Eisenmassen oder einen natürlichen Magnetstein mit seinem Südpol nach und nach an den einen Arm eines Wagebalkens hängte, sie so einem sehr grossen natürlichen Magnet näherte und in verschiedenen Entfernungen durch Gewichte äquilibrirte. — Die vollständige Ausführung dieses Capitels gehört nicht in das Gebiet dieses Werkes. Literatur s. u. A. in Gehler's Wörterbuch Bd. VI, [2] S. 744 ff.; Lamont, Magnetismus, S. 66 u. fgde. — ³⁾ Coulomb, Mém. de l'Acad. 1785, p. 587, 1788*.

die Pole angesehenen Mittelpunkte ihrer Wirkungen bei den betreffenden Entfernungen des Stabes von der Nadel etwa 10 Linien vom Ende liegen.

Es wurde nun eine 1 Zoll lange Stahlnadel von 70 Gran Schwere einem 3 Linien langen Coconfaden aufgehängt, und ihr in der Ebene des magnetischen Meridians der 25 Zoll lange verticale Stab gegenübergestellt, so dass sein unterer, dem gegenüberliegenden Pol der Nadel ungleichnamiger Pol in derselben Ebene mit letzterer lag.

Bei verschiedener Entfernung dieses Poles von dem Mittelpunkte der Nadel ergab sich die Zahl der Schwingungen in einer Minute:

Ohne den verticalen Stab . . .	15
Abstand 4 Zoll	41
" 8 "	24
" 16 "	17

Bei diesen Schwingungen verhält sich die magnetische Nadel gerade wie ein gewöhnliches Pendel, welches, statt durch die Schwerkraft g , einmal durch den Zug des Erdmagnetismus T , dann durch den gemeinschaftlichen Zug desselben und des vor der Nadel befindlichen Magnetes $T + W$ in Bewegung gesetzt wird.

Die Zeit der Schwingungen wird sich also in beiden Fällen umgekehrt, die betreffenden Zahlen der Schwingungen Z_T und Z_{T+W} in einer gegebenen Zeit werden sich direct wie die Quadratwurzeln der wirkenden Kräfte verhalten. Es ist somit

$$Z_T = \text{const} \sqrt{T}, \quad Z_{T+W} = \text{const} \sqrt{T+W},$$

$$W = (Z_{T+W}^2 - Z_T^2) \text{ Const.}$$

Nimmt man an, dass die abstossenden und anziehenden Wirkungen dem Mittelpunkt der Nadel concentrirt gedacht werden dürfen, so erhält man auf diese Weise die Wirkung W :

Abstand	4	8	16
W	$41^2 - 15^2$	$24^2 - 15^2$	$17^2 - 15^2$
	= 1456	351	64.

Diese Zahlen verhalten sich nahezu umgekehrt wie die Quadrate der Abstände. Nur die letzte Zahl ist etwas klein, da bei dem betreffenden Versuche bei der weiteren Entfernung des verticalen Drahtes von der Nadel auch die sonst nahezu zu vernachlässigende abstossende Wirkung des oberen Poles hervortritt. Corrigirt man die Zahlen mit Rücksichtigung hierauf, so erhält man 1456, 331, 79, die sich sehr umgekehrt wie 1 : 4 : 16 verhalten.

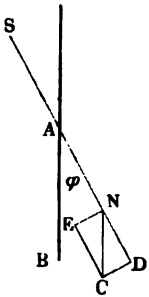
Bei anderen Versuchen¹⁾ wurde in einem viereckigen Kasten an dem Kopf einer Drehwage befestigten dünnen Kupferdrath eine

¹⁾ Coulomb, Mém. de l'Acad. 1785, p. 603 ff.*

Magnetnadel von 22 Zoll Länge und $1\frac{1}{4}$ Linie Durchmesser so aus, dass der Drath ohne Torsion war, als die Nadel sich im magnetischen Meridian befand. — Es wurde dies erreicht, indem erst die Nadel durch eine Kupfernadel von gleichem Gewicht ersetzt, und der Faden der Kupfernadel so gedreht wurde, dass dieselbe sich in jener Richtung einstellte, die die Kupfernadel mit der Magnetnadel vertauscht wurde.

Dreht man zuerst den Kopf der Drehwage um 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64, 65, 66, 67, 68, 69, 70, 71, 72, 73, 74, 75, 76, 77, 78, 79, 80, 81, 82, 83, 84, 85, 86, 87, 88, 89, 90, 91, 92, 93, 94, 95, 96, 97, 98, 99, 100 mal 360 Grade, so weicht die Nadel um $10\frac{1}{2}$, $21\frac{1}{4}$, 33° , 46° , 60, 75, 90, 105, 120, 135, 150, 165, 180, 195, 210, 225, 240, 255, 270, 285, 300, 315, 330, 345, 360 Grad aus dem Meridian. Es ergibt sich hieraus, dass die Drehungswinkel der Kräfte, die die Nadel in den Meridian zurückzuführen streben, wie die Sinus ihrer Ablenkung verhalten; also auch die Resultante der von der Erde aus auf die Nadel wirkenden Kräfte stets constant und parallel dem magnetischen Meridian gerichtet ist und durch den Punkt der Nadel geht.

Fig. 57.



den von der Erde aus auf die Nadel wirkenden Kräfte stets constant und parallel dem magnetischen Meridian gerichtet ist und durch den Punkt der Nadel geht.

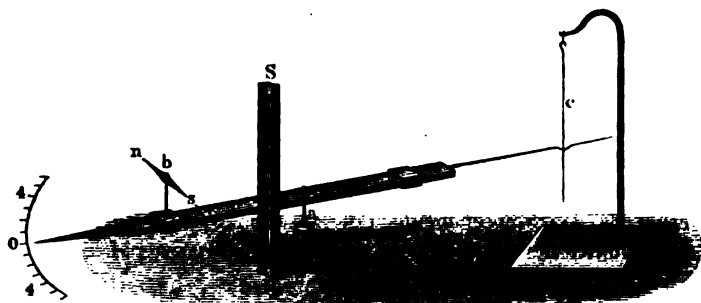
Denn bezeichnet NS die Lage der durch die Ablenkung des Fadens um den Winkel φ aus dem magnetischen Meridian AB abgelenkten Magnetnadel, und ist NC die Richtung der z. B. auf den Pol N wirkenden, zum magnetischen Meridian parallelen erdmagnetischen Kraft, so kann diese Kraft in zwei Componenten ND und NE zerlegt werden, wobei die erste ND in der Richtung der Axe der Nadel wirkt und durch die in entgegengesetzter Richtung ziehende Componente der an dem Pol S wirkenden Kraft des Erdmagnetismus gehoben wird, die zweite NE auf der Nadel senkrecht steht, und die Nadel in den magnetischen Meridian zurückzuführen strebt. Es ist $NE = NC \cdot \sin \varphi$.

Wurde nun ein verticaler magnetischer Stahldrath von 2 und $1\frac{1}{2}$ Durchmesser in der Ebene des magnetischen Meridians seinem Nordpol dem Nordpol eines gleichen, in der Drehwage auf dem Drathes gegenübergestellt, so wich der letztere um 24° vom Meridian aus, bei Zurückdrehung des Kopfes der Drehwage um $3 \times 17^\circ$, bei Zurückdrehung um $8 \times 360^\circ$ um 12° . Befand sich der Drath ohne den verticalen Drath, und wurde der Kopf der Drehwage um $2 \times 360^\circ$ gedreht, so wich der Drath hierbei um 20° ab. In der Drehwage hatte also dabei eine Drehung von 700° erhalten, daher den Drath um 24° zurückzudrehen, wäre eine Drehung von 1692° nöthig gewesen; ebenso hätte die Drehung bei den folgenden Versuchen um 1692° und 3312° betragen sollen. Diese Werthe entsprechen den Abstossungskräften der beiden Dräthe, welche im Abstände 24, 1692, 3312 einander wirken, deren Quadrate sich nahezu wie $1 : \frac{1}{2} : \frac{1}{4}$ verhalten. Dasselbe Verhältniss zeigen aber auch die Zahlen 864, 1692 und 3312.

Nach diesen Versuchen verhalten sich also die Anziehungen oder Abstossungen zweier Magnetpole umgekehrt proportional den Quadraten ihrer Entfernung.

Bidone¹⁾ setzte auf eine Stahlspitze *a* (Fig. 58) einen Hebel von Holz, 86
 auf dem eine zweite Stahlspitze, *b*, verschoben wurde, welche eine Magnet-

Fig. 58.

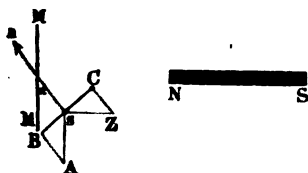


adel *ns* trug. Dieser Nadel wurde von der Seite in der Richtung ihrer
 re ein vertical gehängter oder horizontal liegender Magnetstab, *NS*,
 nähert. Auf der anderen Seite des Hebels befand sich ein Messingdrath,
w gegen einen frei aufgehängten Messingstab, *c*, gegenslug und letzte-
 m hob, wenn der Holzhebel sich gerade um 4° durch die Einwirkung
 des Magnetstabes auf die Nadel gedreht hatte. Die Nadel und der Magnet-
 stab waren so lang, dass die Wirkung ihrer von einander entfernten Pole
 vernachlässigt werden konnte. Wurde nun die Nadel in verschiedenen
 Entfernungen, *e*, *e*₁, *e*₂, von dem Aufhängepunkte des Holzhebels auf dem-
 selben befestigt, und stets der Magnet derselben so lange genähert, bis
 der Messingstab gehoben wurde, sind die Wirkungen der benachbarten
 Pole auf einander *f*, *f*₁, *f*₂ u. s. f., so ist dann $f e = f_1 e_1 = f_2 e_2$.

Misst man die Entfernung *x* der Pole der Nadel und des Magnetes
 von einander, so ergiebt sich $f = \frac{const}{x^2}$, so dass das oben ausgesprochene
 Gesetz sich bestätigt.

Scoresby¹⁾ stellte eine Magnetnadel, *ns* (Fig. 59), auf, und näherte 87

Fig. 59.



ihr von der Ost- oder Westseite einen Magnet-
 stab *NS* von der Länge *a*, so dass
 der der Nadel zugekehrte Pol desselben
 um 1 bis 50 Stablängen von dem Mittel-
 punkte der Nadel entfernt war. Die Nadel
 wird dadurch um einen Winkel *a* aus
 dem Meridian *MM*₁ abgelenkt. Kann
 man annehmen, dass dieselbe so klein ist

und so weit von dem Magnet *NS* entfernt ist, dass die Einwirkung des-

¹⁾ Bidone, Gilb. Ann. Bd. LXIV, S. 374, 1820*. — ²⁾ Scoresby, Jameson's new
 Lib. J. p. 24, 1831. Gehler's Wörterb. Bd. VI, [2] S. 783*.

selben auch nach der Ablenkung ungeändert bleibt, und die an den Polen wirkenden Kräfte der Verbindungslinie der Axe des Stabes a mit dem Mittelpunkt der Nadel parallel bleiben, so wird dieselbe ins Gleichgewicht kommen, wenn das von dem Erdmagnetismus SA auf dieselbe ausgeübte Drehungsmoment $SB = SA \sin \alpha$ gleich ist dem durch den Zug $SZ = Z$ des Magnetes auf dieselbe ausgeübten Drehungsmoment $SC = Z \cos \alpha$.

Aus der Ablenkung ergibt sich also: $Z = SA \operatorname{tg} \alpha$.

Ist nun der Abstand des der Nadel zunächst gelegenen Endpunktes des Stabes von dem Mittelpunkte der Nadel gleich r , so setzt sich Z aus der Differenz der Wirkungen beider Pole zusammen; sind diese dem Quadrat des Abstandes der Pole von ns umgekehrt proportional, so ist

$$Z = \frac{\text{const}}{(r)^2} - \frac{\text{const}}{(r + a)^2} = \frac{a(2r + a)}{r^2(r + a)^2}.$$

Wurde der Stab um 1 bis 50 Stabeslängen von der Nadel entfernt, so ergab sich

r	$\frac{1}{Z}$ berechnet	$\frac{\operatorname{tg} \alpha}{Z}$
1	1	68130
2	5,4	73170
4	33,3	71022
6	101,8	79888
8	228,7	73186
10	432,1	75625

Es bestätigt sich also auch hier das quadratische Gesetz.

88 Auch von Gauss¹⁾ ist das Gesetz des umgekehrten Quadrats der Entfernung für die magnetische Anziehung bestätigt worden, indem er

Fig. 60.

N  S



eine Magnetnadel ns aufhängte und vor derselben einen Magnetstab NS von der Länge a in verschiedenen Entfernungen, r , horizontal hinlegte, so dass die Axe desselben senkrecht auf der Ebene des magnetischen Meridians stand einmal in der Art (Fig. 60), dass die verlängerte Axe der

Stabes die Länge der Nadel halbirte (I), und dann (Fig. 61), dass die verlängerte Axe der Nadel die Länge des Stabes halbirte (II). Wir werden später nachweisen, dass, unter der Voraussetzung des oben ausgesprochenen Gesetzes, die Tangenten der Ablenkungswinkel φ und φ'

¹⁾ Gauss, Intensitas. Commentat. soc. reg. scient. Gott. recent. T. VIII*; Pogg. Ann. Bd. XXVIII, S. 604, 1833*.

Nadel in beiden Fällen für grössere Entfernungen r des Mittelpunktes Stabes von der Nadel den Formeln

Fig. 61.

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2a}{r^3} \qquad \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{a}{r^3}$$



entsprechen. Bei kleineren Entfernungen kommt hierzu noch ein Glied, welches $\frac{1}{r^5}$ enthält.

Gauss erhielt nun u. A. folgende Ablenkungen:

r	I	II
1,1 ^m		1° 57' 24,8''
1,3	2° 13' 51,2''	1° 10' 19,3''
1,5	1° 27' 19,1''	0° 45' 14,3''
1,7	1° 0' 9,9''	0° 30' 57,9''
1,9	0° 43' 21,8''	0° 22' 9,2''
2,1	0° 32' 4,6''	0° 16' 24,7''
2,5	0° 18' 51,9''	0° 9' 36,1''
3,0	0° 11' 0,7''	0° 5' 33,7''
3,5	0° 6' 56,9''	0° 3' 28,9''
4,0	0° 4' 35,9''	0° 2' 22,2''

N  S

Die nach den Formeln:

$$\operatorname{tg} \varphi = 0,086870 r^{-3} - 0,002185 r^{-5}$$

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = 0,043435 r^{-3} + 0,002449 r^{-5}$$

rechneten Werthe für φ und φ_1 differiren von den beobachteten höchstens um etwa $\frac{1}{10}$, so dass das Gesetz des Quadrats der Entfernung bestätigt wird.

Es gilt dieses Gesetz indess nur von solchen Abständen der Magnete an, dass man die temporären Veränderungen ihres Magnetismus nach ihren gegenseitigen Einfluss vernachlässigen kann. — Bei grosser Nähe der Pole kann diese Einwirkung veranlassen, dass selbst gleichnamige Pole sich anziehen, indem sich temporär die Molecularmagnete den einander genäherten Enden der Magnete so umlegen, dass ihre gleichnamigen Pole einander zugekehrt sind. Bei grösserer Entfernung tritt dann wiederum Abstossung ein, indem die Molecularmagnete ihre 89
ihren Lagen wieder annehmen.

Würde man den auf die Magnetnadel einwirkenden Magnet verschieden stark magnetisiren, so könnte man die Stärke seines Magnetismus 90

durch die Zahl der Oscillationen bestimmen, die er in einer ge Zeit macht (s. w. u.). Würde man in gleicher Weise auch di verschieden stark magnetisiren, so fände man, dass die Einwirkun Pole des Stabes und der Nadel auf einander dem Product ihrer tismen direct proportional ist. Nennt man also diese Magnetisme m , den Abstand der Pole r , so ist ihre Wirkung R auf einander

$$R = \frac{mm_1}{r^2}.$$

Die Einheiten von m und m_1 sind so bestimmt, dass für $m =$ und $r = 1$ auch $R = 1$ wird.

IV. Wechselwirkung zwischen Strömen und Magn Grundgesetze.

- 91 Hängt man eine Magnetnadel ns (Fig. 62) an einem Co auf oder setzt sie auf ein auf einer Spitze schwebendes Achathütel

Fig. 62.



bringt unter oder über ihr einen L drath an, welcher sich in der I des magnetischen Meridians befin wird die Nadel, wie Oersted zu Jahre 1820 gezeigt hat, aus ihre lage abgelenkt, wenn man durch tungsdrath einen Strom leitet. derselbe in dem unter der Nadel lichen Drath von Nord nach Süd, s der Nordpol der Nadel nach Weste er in dem Drath von Süd nach l weicht derselbe nach Osten aus. sich der Drath über der Nadel, so beiden Fällen gerade die entgege ten Ablenkungen ein. Biegt ma den Drath oder an Stelle dessel

Blech, wie in Fig. 63, so dass der Strom in demselben über u der Nadel gleichzeitig in entgegengesetzten Richtungen fließt, durch die gemeinschaftliche Wirkung beider Theile des Drathes d

Fig. 63.



nach dieser oder jener Seite abgelenkt. Lässt man die Magnetnadel um eine horizontale Axe schwingen und äquilibrirt sie durch ein kleines, auf dem Südpol befestigtes Gegengewicht, z. B. von Wachs, dass sie in horizontaler Lage im Gleichgewicht ist, so wird sie gleichfalls abgelenkt, wenn man sie den Seiten des Leitungsdrathes parallel stellt. Ebenso, wenn man die Nadel an dem einen oder anderen Pole durch ein Gewicht belastet hat, so dass sie sich mit geringer Kraft senkrecht stellt, und nun einen senkrechten, von oben nach unten oder von unten nach oben vom Strom durchflossenen Leitungsdrath ihr von der Seite nähert¹⁾.

Kann die Nadel indess nur in einer Ebene schwingen, welche durch die Stromesbahn selbst geht, so wird sie nicht abgelenkt. Dies ist auch von vornherein klar. Wenn nämlich eine horizontal schwingende Nadel über einem, in der Richtung des magnetischen Meridians befindlichen horizontalen Leiter in dem einen, unter demselben im entgegengesetzten Sinne abgelenkt wird, so muss sie in gleichem Niveau mit demselben keine Ablenkung erfahren. — Biot und Savart²⁾ haben dies auf doppelte Weise nachgewiesen; einmal indem sie einer Nadel, die in der, auf der Inclinationsrichtung senkrechten Ebene schwang, in derselben Ebene einen Stromesleiter näherten; sodann indem sie vor einer in der Horizontalebene schwingenden Nadel in derselben Ebene einen Stromesleiter hinführten, der gegen ihre Axe senkrecht stand. Ihre Schwingungsdauer wurde hierbei nicht geändert.

Die Ablenkung der Magnetnadel durch einen ihr parallelen Strom kann nur in dem Fall 90 Grad betragen, in welchem ausser der Richtkraft des Stromes keine andere Richtkraft auf sie wirkt, so also auch nicht die Richtkraft des Erdmagnetismus. Eine solche Ablenkung wird man daher beobachten, wenn die Nadel in einer gegen die Richtung der Inclination normalen Ebene, in der magnetischen Aequatorialebene, schwingt, und in irgend einer Richtung parallel dieser Ebene ein Strom oberhalb oder unterhalb derselben fortgeleitet wird³⁾.

Ebenso wie von einem festen, vom Strom durchflossenen Leiter, wird die Magnetnadel auch von dem Strom in einem flüssigen Leiter⁴⁾, ja auch von dem Strom in der galvanischen Kette selbst⁵⁾ abgelenkt, und zwar bei gleicher Intensität des Stromes und gleicher Gestalt der Leiter ganz in derselben Weise wie über festen Leitern (vergl. Th. I, §. 86).

¹⁾ Oersted, *Experimenta circa efficaciam conflictus electrici in acum magneticam*, Hafniae, 21. Jul. 1820*; Schwgg. J. Bd. XXIX, S. 273*; auch Gilb. Ann. Bd. LXVI, S. 295*. Bei den meisten dieser Versuche wurde die Intensität der Ströme stets so stark genommen, dass die auf die Magnetnadel wirkenden Platindräthe durch dieselben glühend wurden. Schweigger (Schwgg. J. Bd. XXXI, S. 1. 1821*) zeigte zuerst, dass ein einfacher Zinkkupferstreif in Salmiaklösung die Ablenkung bewirkt. — Die ersten Bestätigungen der Oersted'schen Entdeckung durch Mayer, Gött. gel. Anz. 1820, S. 171, und Pictet und de la Rive, *Bibl. univ. T. XIV*, p. 281, und viele Andere. — ²⁾ Biot und Savart, *Ampère u. Babinet*, Entdeck. S. 77. — ³⁾ Ampère, *Ann. de Chim. et de Phys. T. XV*, p. 198. 1820*. Schmidt, *Gilb. Ann. Bd. LXX*, S. 243. 1822*. — ⁴⁾ Grotthaus, *Schwigg. Journ. B1. XXXI*, S. 492. 1821*. — ⁵⁾ Ampère, *Ann. de Chim. et de Phys. T. XV*, p. 67. 1820*. *Gilb. Ann. Bd. LXVII*, S. 123*.

Die Richtung der Ablenkung der Nadel kann man sich jedesmal vergegenwärtigen, wenn man dabei das von Ampère gegebene Bild (§. 59) zu Hülfe nimmt. Denkt man sich, dass man mit dem Kopfe voran mit dem positiven Strome der Elektrizität fortschwimme und dabei die Magnetnadel anblicke, so weicht der nach Norden weisende (Nord-) Pol derselben nach links aus, und die Nadel sucht sich senkrecht gegen den Leitungsdraht zu stellen¹⁾.

92 Die Ursache dieser Einstellung der Nadel können wir ergründen, wenn wir uns an die §. 67 gegebene Vorstellung halten, wonach jedes Molecül der Magnetnadel von einem gegen ihre Axe senkrecht gerichteten kreisförmigen Molecularstrom in der Richtung durchflossen ist, dass er, wenn man den Nordpol der Nadel zur Linken hat, über derselben von dem Beschauer nach vorn hinfließt. Alle Molecularströme im Innern der Nadel werden sich nahezu aufheben, und nur ein um die Peripherie derselben fließender Kreisstrom ihre Wirkung nach aussen darstellen. Dieser supponirte Kreisstrom wird sich mit der Nadel neben einem vom Strom durchflossenen Leiter stets so einzustellen suchen, dass er auf der dem Leiter zugekehrten Seite des Magnetstabes ihm gleichgerichtet wird. Dies ist aber nur möglich, wenn die Nadel nach der oben angegebenen Regel abgelenkt wird. Würde daher die Magnetnadel nicht durch den Erdstrom in der Nord-Südrichtung mit einer gewissen Kraft festgehalten, so würde sie sich gerade senkrecht gegen den neben ihr befindlichen Stromesleiter einstellen. Da indess der Erdstrom seine Richtkraft äussert, so stellt sich die Nadel unter dem gemeinsamen Einfluss des Erdstromes und des neben ihr befindlichen in einer mittleren Stellung ein.

93 In der ersten Zeit nach der Entdeckung dieser Thatsachen glaubte man, der den Strom leitende Draht besässe im Kreise herum vier oder mehrere Magnetpole, so dass er gewissermaassen mehreren einzelnen Magnetstäbchen gliche, welche in gleicher Richtung in tangentialer Lage transversal neben den Leiter gelegt wären²⁾. Diese Ansicht ist widerlegt, da ein vom Strom durchflossener Leiter sich nach allen Seiten hin ganz gleich gegen eine Magnetnadel verhält. So verband Oersted³⁾ einen verticalen Stab AB durch zwei lange leitende Dräthe AC und BD mit den Polen der Säule S und stellte neben AB eine Inclinationsnadel auf, welche durch den Strom in AB aus ihrer Ruhelage abgelenkt wurde. Wurde nun der ganze leitende Kreis um AB als Axe herumgedreht, so änderte sich die Ablenkung der Nadel nicht. Dasselbe Resultat erhielt

¹⁾ Ampère, l. c. — ²⁾ Berzelius, Ann. de Chim. et de Phys. T. XVI, S. 113. 1821*; Gilb. Ann. Bd. LXVIII, S. 167*; Pohl, Gilb. Ann. Bd. LXIX, S. 171. 1821*; vergl. auch Erman, Umriss zu den physischen Verhältnissen des elektro-chemischen Magnetismus, Berlin 1821*; Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 383*; Schweigg. Journ. Bd. XXXII, S. 38* u. Andere. — ³⁾ Oersted, Ann. of Phil. Febr. 1822*; Gilb. Ann. Bd. LXXIII, S. 278*.

Poggendorff¹⁾ an einer stehenden, vertical mit Quecksilber gefüllten Röhre, durch die ein Strom geleitet wurde, und der von verschiedenen Seiten die Magnetnadel genähert war.

Das Gesetz der Wirkung eines geradlinigen Stromes auf einen Magnetstab, dessen Magnetismus in einem Punkt auf jeder

Fig. 64.

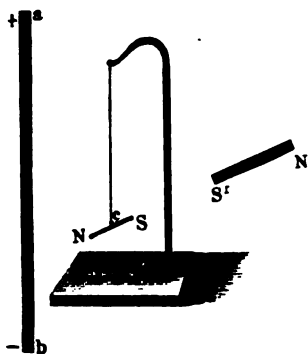
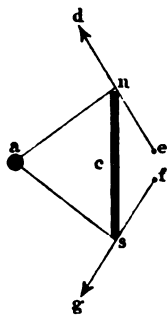


Fig. 65.



Hälfte concentrirt gedacht wird, ist von Biot und Savart²⁾ auf experimentellem Wege ergründet worden. Sie hängten an einem Coconfaden (Fig. 64) vor einem langen, vertical gestellten Leitungsdrath ab , durch den ein Strom geleitet wurde, eine Magnetnadel NS von 20^{mm} Länge, 10^{mm} Höhe und 1^{mm} Dicke auf, und näherten dem einen Pole S derselben von Süden her einen Magnetstab mit dem gleichnamigen Pole S' , bis die die Nadel richtende Kraft des Erdmagnetismus durch seine Einwirkung möglichst vollständig aufgehoben wurde, und die Nadel sich nur unter dem Einflusse des Stromes im Leiter ab einstellte und bewegte. Der ganze Apparat war mit einem Glaskasten bedeckt. Dabei stellte sich die Nadel NS so, dass die Verbindungslinie ihres Halbirungspunktes c (Fig. 65) mit dem auf gleicher Höhe befindlichen Querschnitt des Leiters s auf ihrer Axe senkrecht stand. Der Drath ab war so lang, dass die Enden desselben keinen merklichen Einfluss mehr auf die Nadel ausübten, und so die Resultante der Wirkung sämtlicher Theile desselben in die durch die Nadel gelegte Horizontalebene fiel. — Es greife die Resultante der von dem Drath a auf die Nordhälfte der Nadel ausgeübten Kräfte in dem Punkt n an und sei durch die Linie nd bezeichnet, welche gegen die Linie na in irgend einem näher zu bestimmenden Winkel dna geneigt sei. — Wäre zugleich mit dem Nordmagnetismus in der Hälfte d des Stabes in gleicher Weise ebenso viel Südmagnetismus verbreitet, so

¹⁾ Poggendorff, *Gilb. Ann.* Bd. LXVIII, S. 206. 1821*; auch Raschig, *Gilb. Ann.* Bd. LXVII, S. 436*. — ²⁾ Biot und Savart, *Ann. de Chim. et de Phys.* T. XV, p. 222. 1820* und Biot, *Traité de Phys.* Deutsch v. Fechner, 2. Aufl. Bd. IV. S. 158*.

würde die auf diesen wirkende Kraft ebenfalls an Punkt n angreifen und die Kraft nd gerade aufheben, also ihr gleich und entgegengesetzt sein. Sie sei ne . — In der Ruhelage der Nadel ist der Angriffspunkt s der auf die Südhälfte cs der Nadel wirkenden Kräfte s eben so weit vom Drath a entfernt, wie der Pol n . Die Kraft sg , mit welcher der Drath an jenem Punkt wirkt, wird also der Kraft ne gleich, und in demselben Winkel, wie ne gegen na , gegen die Verbindungslinie des Punktes s mit a geneigt sein. Es ist also $\angle asg = \angle ena$. Da nun die gleichen Kräfte sg und nd in der Ruhelage der Nadel gerade gleiche und entgegengesetzte Drehungsmomente auf die Nadel ns ausüben, so muss auch $\angle gsa = \angle dna$, d. h. $dna = ena$ sein. Die Winkel $and = gsa$ müssen also Rechte sein.

Die Resultante der Wirkung eines von einem Strom durchflossenen, unendlich langen Leiters steht also auf der durch den Angriffspunkt der wirkenden Kräfte im Magnet und den Leiter gelegten Ebene senkrecht.

Gewöhnlich vertauscht man hier die Punkte n und s mit den Polen der Nadel, die man dabei häufig an ihre Enden verlegt. Man begeht damit einen gewissen Fehler, da die Wirkung des Stromes auf die freien Magnetismen, die auf dem Magnetstab verbreitet sind, nicht an allen Stellen, wie der Erdmagnetismus, parallel wirkt. Wenn wir daher im Folgenden häufig direct die Einwirkung des Stromes auf die Magnetpole betrachten, so haben wir dabei stets die begangene Ungenauigkeit zu berücksichtigen.

Fliesst bei diesen Versuchen der Strom in dem Leiter a von unten nach oben, so stellt sich der Nordpol der Nadel für einen, in dem Strom aufrecht stehenden Beobachter zur Linken ein. Die Resultante wirkt also, wenn man die Nadel von dem Strom aus ansieht, mit dem man fortswimmt, auf den Nordpol nach links, auf den Südpol nach rechts.

Bringt man die Nadel in verschiedene Entfernungen vom Drath und bestimmt ihre Schwingungsdauer D , so entspricht die Kraft k , mit welcher der Strom im Drath auf sie wirkt, der Grösse $\frac{const}{D}$, da die Einwirkung des die Nadel richtenden Erdmagnetismus durch den Magnet $N'S'$ eliminirt ist. Auf diese Weise ergab sich u. A.:

Abstand der Nadel.	Dauer v. 10 Schwingungen D .	Verhältniss der Kräfte k .
30 ^{mm}	42,25 Sec.	1
40	48,85	0,75 (1 — 0,008508)
60	56,75	0,5 (1 + 0,095460)
120	89,00	0,25 (1 + 0,103892)
15	30,00	2,00 (1 + 0,067010)

Es verhalten sich mithin die Kräfte, mit denen der in

einem unendlich langen, geradlinigen Drath fließende Strom auf einen Magnetpol einwirkt, umgekehrt wie die directen Abstände des Poles von dem Leiter¹⁾.

Es lässt sich hiernach leicht nachweisen, dass in Folge der auf be Pole der Nadel wirkenden Kräfte, wenn ihre Axe nicht auf der Verbindungslinie ihres Mittelpunktes mit der Axe des Leitungsdrathes senkrecht steht, ihr ein Drehungsmoment ertheilt wird, welches sie in die gegen jene Verbindungslinie senkrechte Stellung zurückzuführen strebt.

Wurde an Stelle des vertical aufgespannten Drathes eine kupferne Röhre von 4,3^{mm} Durchmesser und 2^m Länge angewendet, d. h. derselben ein Drath ausgespannt und nun die Wirkung der Röhre und des Drathes verglichen, wenn die eine oder der andere vom Strom durchflossen war, und in verschiedenen Entfernungen vor ihnen die Magnetnadel in Schwingungen gesetzt wurde, so ergab sich das Verhältniss dieser Wirkungen bei verschiedenen Abständen der Nadel von beiden constant. Es gilt das oben ausgesprochene Gesetz also auch für die vom Strom durchflossene Röhre.

Aehnliche Resultate wurden erhalten, als Biot und Savart ein horizontales Leitungsdrath in der Richtung senkrecht gegen den magnetischen Meridian ausspannten, an einem Coconfaden eine 100^{mm} lange Magnetnadel in verschiedenen Abständen über und unter dem Drath aufhängten und ihre Schwingungsdauer sowohl unter dem Einfluss des Erdmagnetismus allein (N), als auch unter dem Einfluss desselben und dem eines durch den Leitungsdrath geleiteten Stromes (N_1) bestimmt. Die Kraft k , mit der der Strom dann auf die Nadel wirkte, entsprach

der Formel: $k = \left(\frac{1}{N^2} - \frac{1}{N_1^2} \right) \text{const.}$ Es ergab sich diese Kraft gleich

gross bei gleichen Abständen der Nadel vom Leitungsdrath, mochte sie über oder unter demselben schwingen. — Da bei grösserer Annäherung der ziemlich langen Nadel an den Leitungsdrath die Kräfte, welche von dem Leitungsdrath auf die Punkte der Nadel, in denen ihr Magnetismus concentrirt gedacht werden kann, in sehr spitzen Winkeln gegen die Nadel wirken, bei weiterer Entfernung aber diese Winkel sich allmählich einem Rechten nähern, und dadurch das bei den Ablenkungen der Nadel aus ihrer Gleichgewichtslage auf sie ausgeübte Drehungsmoment grösser wird, zugleich aber die Kräfte wegen des Wachsens der Entfernung abnehmen, so nimmt zuerst hierbei das gesammte, die Nadel bewegende Drehungsmoment durch den Strom auf sie ausgeübte Drehungsmoment zu, dann wieder ab. Wenn die Wirkungen des Erdmagnetismus und des Stromes also die Na-

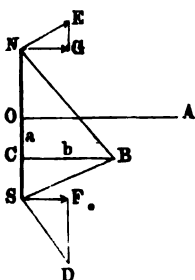
¹⁾ G. G. Schmidt (Glb. Ann. Bd. LXX, S. 243. 1822*) hat dieses Gesetz nicht richtig aufgefasst, indem er annahm, dass die mittlere Richtung der anziehenden Kraft eines Stromes auf eine Magnetnadel normal von der Richtung des Stromes nach den Polen der Nadel gehe und umgekehrt proportional dem senkrechten Abstand der Pole von dem Strome sei.

beide in gleicher Ruhelage erhalten würden, nimmt hierbei zuerst die Oscillationsdauer der Nadel ab und dann wieder zu.

Das von Biot und Savart aufgestellte Gesetz hat auch Cumming bestätigt, indem er in verschiedenen Entfernungen von einem von Nord nach Süd gerichteten Leitungsdrath östlich oder westlich eine Magnetnadel aufstellte, und ihre Ablenkung von der Gleichgewichtslage bestimmte. Es ergab sich, dass die Tangente des Ablenkungswinkels der Nadel, welche die von dem Leitungsdrath ausgeübte ablenkende Kraft misst, ihren Abstand vom Leitungsdrath umgekehrt proportional war.

95 Können wir uns die Wirkung eines unendlich langen, verticalen Stromesleiters auf eine horizontale Magnetnadel in zwei Punkten der Magnetnadel concentrirt denken, so folgt aus dem oben angeführten Gesetz, dass die Magnetnadel *NS* (Fig. 66) von dem Strom nicht nur nicht bewegt wird,

Fig. 66.



wenn wie in §. 91 der Strom *B* in einer, die Drehungsaxe *O* der Nadel schneidet, auf der (nordsüdlichen) Ruhelage der Nadel senkrechten Ebene *OA* fließt, sondern, dass die selbe hierbei auch noch andere Lagen annehmen kann. Sei *B* der Durchschnitt der durch die Magnetnadel *NS* gelegten Horizontalebene mit dem unendlich langen verticalen Strom, *BC* eine von *B* auf *NS* gefälltes Loth, *SD* und *NE* die senkrechten Resultanten der Stromwirkung auf die erwähnten Punkte der Magnetnadel, so ist, wenn *K* eine Constante ist, die von dem Magnetismus der Nadel und der Intensität des Stromes abhängt, $SD = \frac{K}{SB}$, $NE = \frac{K}{NB}$, also die auf der Nadel *NS* senkrechten Componenten dieser Kräfte

$$SF = \frac{K}{SB} \cos FSD = K \cdot \frac{CS}{SB^2}$$

$$NE = \frac{K}{NB} \cos ENG = K \cdot \frac{CN}{NB^2}$$

Soll die Nadel im Gleichgewicht sein, so müssen beide Kräfte einander gleich sein, also:

$$\frac{CS}{SB^2} = \frac{CN}{NB^2}$$

Letztere Gleichung wird erfüllt, einmal, wenn *B* in einer auf *NS* in *O* errichteten Senkrechten *AO* liegt, wie wir schon früher gezeigt, sodann auch, wenn *B* in der Peripherie eines durch *N* und *S* gelegten Kreises sich befindet. Dieser Kreis wäre also ebenfalls eine neutrale

¹⁾ Cumming, Gilb. Ann. Bd. LXIX, S. 399. 1821*.

inie, N und S wären neutrale Punkte, in denen der unendliche Strom auf die Nadel nicht wirkt. Diese Punkte fallen übrigens durchaus nicht mit den eigentlichen Polen der Nadel zusammen, sondern liegen näher an ihren Enden¹⁾.

Indess ist die vorstehende Betrachtung nicht ganz genau, da die Wirkung auf die Magnetnadel durchaus nicht in zwei Punkten concentrirt ist. Bezeichnen wir OC mit a , CB mit b und ist der Abstand irgend eines Punktes der Magnetnadel von O gleich x , der freie Magnetismus daselbst eine Function von x , die Länge der Magnetnadel $2l$, so müsste die Summe aller statischen Momente der auf NS senkrechten Componenten aller, auf die einzelnen Punkte der Nadel wirkenden Kräfte gleich Null sein, d. h.

$$\text{const} \int_{-l}^{+l} \frac{x \cdot \mu \cdot (x - a)}{[(x - a)^2 + b^2]} dx = 0$$

die Gleichung, die auf etwas andere Bedingungen führt.

Die Wirkung eines unendlich langen Stromesleiters auf einen Magnetpol ist die Resultante der Wirkungen seiner einzelnen Elemente auf denselben. Aus dem Biot-Savart'schen Resultate folgt aber unmittelbar nach den mathematischen Attractionsgesetzen, wie La Place gezeigt hat, dass die Kraft, mit der jedes Element des Leiters auf den Magnetpol wirkt, wiederum senkrecht steht auf der durch das Element und den Pol gelegten Ebene und umgekehrt proportional ist dem Quadrat des Abstandes des Magnetpoles vom Element. Sie ist ferner proportional dem Sinus des Neigungswinkels des Elementes gegen seine Verbindungslinie mit dem Magnetpol.

Es lässt sich dieses letztere Resultat sehr einfach zeigen, wenn man eine kleine Magnetnadel in die Mitte eines Drathkreises einhängt, dessen Ebene mit der Ebene des magnetischen Meridians zusammenfällt. Man stellt dicht neben diesen Drathkreis einen zweiten gleich grossen, dessen Drath in der Ebene des Kreises selbst kleine Biegungen macht. Leitet man nun einen Strom durch den einen oder anderen Kreis, so wird die Nadel aus dem magnetischen Meridian um gleich viel abgelenkt, wenn in beiden Fällen die Intensität des Stromes dieselbe ist, und die Entfernung der Pole der Nadel von den Drathkreisen gegen ihre Abweichung von der Ebene derselben bei ihrer Ablenkung vernachlässigt werden kann. Leitet man durch den ersten Drathkreis den Strom in der einen Richtung und durch den zweiten zurück, so wirkt er auf die Magnetnadel gar nicht. So kann man also den gebogenen Drath durch den kürzeren Drathkreis ersetzen, dessen Länge direct der Summe der Längen der

¹⁾ Bertin, Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. XVI, p. 74. 1869*.

114 Wirkung eines Stromelementes auf einen Magnetpol.

einzelnen Theile des gebogenen Drathes multiplicirt mit dem Sinus ihrer Neigung gegen den Radius des Drathkreises entspricht, welcher letzter im vorliegenden Fall als die Verbindungslinie der Stromelemente mit dem Magnetpolen betrachtet werden kann¹⁾.

Nach diesem letzteren Gesetz können wir ein Stromelement, wie in Bezug auf die Einwirkung auf ein anderes Stromelement, so auch in Bezug auf seine Wirkung auf einen Magnetpol, stets durch mehrere Componenten ersetzen, von denen die eine die Projection des Elementes auf die Verbindungslinie desselben mit dem Magnetpol ist, und auf denselben nicht einwirkt, da hier der Magnetpol mit gleichem Grunde nach allen Seiten ausweichen würde. Die zweite wirksame Componente wäre die Projection des Elementes auf eine Ebene, welche senkrecht auf der Verbindungslinie des Elementes mit dem Magnetpol stände und die der Länge des Elementes, multiplicirt mit dem Sinus seines Neigungswinkels gegen jene Verbindungslinie entspricht. Letztere Componente könnte man in der Ebene wieder in verschiedene Componenten zerlegen.

97 Wir haben §. 96 angeführt, dass aus dem Gesetze, dass die Wirkung eines unendlich langen Leiters auf einen Magnetpol dem Abstand desselben von ersterem umgekehrt proportional ist, unmittelbar folgt, dass die Wirkung eines Elementes des Leiters dem Quadrat des Abstandes desselben vom Pol umgekehrt proportional ist.

Wir wollen mit Ampère²⁾ auf eine elementare Art beweisen, dass aus der Annahme des letzteren Gesetzes die erstere Beziehung unmittelbar folgt.

Sind zwei parallele, unendlich lange Ströme AB und A_1B_1 gegeben

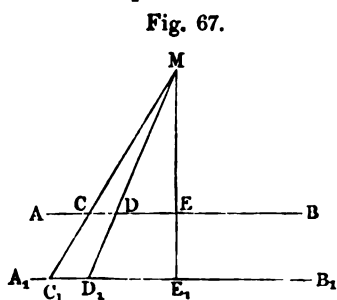


Fig. 67.

in deren Ebene der Magnetpol sich befindet, und zieht man zwei Linien, MCC_1 und MDD_1 , von M aus durch die Linien AB und A_1B_1 , welche nur einen kleinen Winkel α einander bilden, so ist, da die von den Linien abgeschnittenen Elemente CD und C_1D_1 der Ströme beide gegen ihre Verbindungslinie C_1C mit dem Pol M gleich geneigt sind, ihre Wirkung k und k_1 auf

denselben proportional ihrer Länge, und nach obigem Gesetze umgekehrt proportional dem Quadrat ihrer Entfernung von M , also

$$k : k_1 = \frac{CD}{CM^2} : \frac{C_1D_1}{C_1M^2} \dots \dots \dots (1)$$

¹⁾ Ein anderer, weniger einfacher Beweis ist von Biot und Savart geliefert worden (l. c.). — ²⁾ Ampère u. Babinet, Darstellung der neueren Entdeckungen. Leipzig 1822. S. 44.

Nun ist $\triangle CMD \sim C_1 MD_1$, also $\frac{CD}{CM} = \frac{C_1 D_1}{C_1 M}$. Sind ferner die senkrechten Abstände ME und ME_1 der Ströme AB und $A_1 B_1$ von M sich a und a_1 , so verhält sich auch $CM : C_1 M = a : a_1$. Bei Einbringung dieser Werthe in die Gleichung (1) ergibt sich

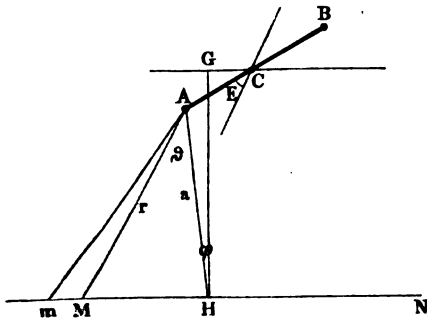
$$k : k_1 = \frac{1}{a} : \frac{1}{a_1}.$$

Da dieses Verhältniss für die Wirkung aller beliebigen Elemente von B und $A_1 B_1$ gilt, die zwischen irgend zwei von M aus gezogenen Linien liegen, so gilt es auch für die ganzen Stromesleiter, wie es das Biot-Savart'sche Gesetz hinstellt.

Eine andere Ableitung¹⁾ dieses Satzes, die einige wichtige Folgerungen zulässt, ist folgende:

Es sei AB (Fig. 68) der Magnet, welcher in einer Horizontalebene schwingen kann, und dessen Mittelpunkt C sich vertical über einem horizontalen Strom MN befindet. Es sei Mm ein Element desselben.

Fig. 68.



Es sei ferner $MA = r$ und der Abstand A von NM gleich a . Dann soll die auf den Magnet in der auf Ebene $Mm A$ senkrechten Richtung ausgeübte Kraft

$$k = \frac{\mu \cdot Mm \cdot \sin AMH}{r^2}$$

wenn μ der Magnetismus des Magnetes in A ist. Nun ist $Mm \cdot r \cdot \sin AMH = 2 \triangle AMm$, oder, wenn Winkel $MAH = \vartheta$, auch $= r^2 \cdot d\vartheta$, also

Kraft $k = \frac{\mu d\vartheta}{r}$. Ferner ist aber $r = \frac{a}{\cos \vartheta}$, also

$$k = \frac{\mu \cos \vartheta d\vartheta}{a}.$$

Ist der Leiter MN unendlich lang, so ist der Ausdruck von $k = -\frac{\pi}{2}$ bis $\vartheta = +\frac{\pi}{2}$ zu integrieren. Dann ist

$$K = \frac{2\mu}{a}.$$

¹⁾ Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXVII, p. 133. 1828*. Eine ähnliche Ableitung auch von G. G. Schmidt, Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 387. 1822*.

Die Kraft ist also dem Abstand des Magnetpols vom Leiter umkehrt proportional. — Eine gleiche aber entgegengesetzt gerichtete Kraft wirkt am Pol B . Zerlegt man diese Kräfte in zwei, von denen die eine in verticaler Richtung wirken, die anderen in horizontaler, so sind erstere, wenn der Winkel $AHG = \varphi$ ist, $= \frac{2\mu \sin \varphi}{a}$. Diese beiden Kräfte vereinigen sich zu einer in C wirkenden Kraft, die den Magnet gegen den Leiter NM hinzieht oder ihn von demselben entfernt. — Die anderen horizontalen Componenten sind $= \frac{2\mu \cos \varphi}{a}$. Sie streben den Magnet die gegen MN senkrechte Lage zu führen. Ist die Länge $AB = b$ und der Winkel, den der Magnet mit seiner mit MN parallelen Ruhelage macht, $= \varepsilon$, so ist das von den beiden letzteren Kräften auf den Magnet ausgeübte Drehungsmoment $=$

$$\frac{4\mu b \cos \varepsilon \cos \varphi}{a}$$

Ist der Winkel φ sowie b klein, also die Nadel weit von dem Stromleiter MN entfernt, so reducirt sich dieses Moment auf

$$\frac{4\mu b \cos \varepsilon}{a}$$

Durch dieses Drehungsmoment wird sich die Nadel senkrecht gegen den Leiter MN zu stellen suchen. Wirkt auf die Nadel keine weitere Kraft, als die des Stromes, so erreicht sie diese Lage. In derselben $\varepsilon = 90^\circ$, $\cos \varepsilon = 0$, also das Drehungsmoment Null; die Nadel hat eine stabile Gleichgewichtslage erreicht. Hätte die Nadel eine um 180° gegen diese Lage geneigte Lage, so wäre dieselbe labil.

Die anziehende Kraft, welche die Nadel durch den Stromleiter ihrer auf seiner Richtung senkrechten Lage erfährt, ist bei dieser Lage ein Maximum, da φ , mithin auch $\sin \varphi$ ein Maximum erreicht hat. Ist gleichfalls dem Abstand von dem Leiter umgekehrt proportional.

Diese Anziehungskraft ist hiernach durchaus keine besondere Kraft, welche von der Richtkraft, die der Stromleiter auf die Magnetnadel ausübt, specifisch verschieden wäre. Beide Kräfte sind nur Componenten der von dem Strome auf beide Pole der Nadel wirkenden Kräfte¹⁾.

99 Die anziehende Kraft lässt sich durch folgende Versuche nachweisen

Hängt man eine Magnetnadel an dem einen Ende eines Wagebalkens mittelst eines Coconfadens über oder unter einem horizontalen Leitungsdraht auf, so stellt sie sich, wenn man durch letzteren einen Strom leitet, in der einen oder anderen Richtung senkrecht gegen denselben

¹⁾ Vergl. auch Faraday. Quarterly J. of Science Vol. XII, p. 74; Gilb. A. Bd. LXXI, S. 132. 1822*. — ²⁾ Dove, Pogg. Ann. Bd. XXVIII, S. 586. 1833*.

und wird dann angezogen, indem nun auf der dem Drath zugekehrten Seite der Magnetnadel die Molecularströme in gleicher Richtung fließen, wie der Strom im Drathe selbst.

Befestigt man ferner an dem einen Ende eines Wagebalkens in horizontaler Lage eine durch ein Gegengewicht äquilibrte Magnetnadel *ns*, Fig. 69, und bringt senkrecht gegen ihre Richtung über oder unter einen vom Strom durchflossenen Leiter *ab* an, so wird die Nadel vom Leiter angezogen oder abgestossen, je nachdem die Molecularströme in der Nadel auf der dem Leiter zugekehrten Seite mit dem ihn durchlaufenden Strome gleiche oder entgegengesetzte Richtung haben. Würde man also, um wiederum der Ampère'schen Vorstellung zu folgen, mit dem positiven Strome fortschwimmend die Nadel anblicken und dabei den Nordpol derselben zur Linken haben, so würde Anziehung, würde man ihn zur Rechten haben, Abstossung erfolgen.

Hängt man (Fig. 70) zwei in entgegengesetzter Richtung fest verbundene Nadeln (eine astatische Nadel) so an einem an dem Wagebalken befestigten Coconfaden auf, dass der Stromleiter *ab* sich zwischen beiden

Fig. 69.

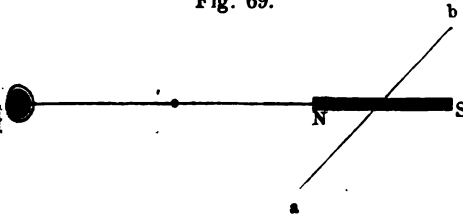


Fig. 70.

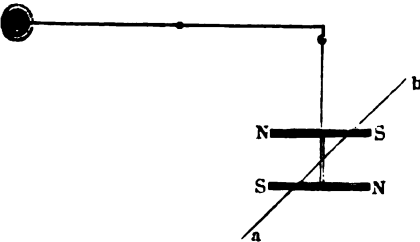


Fig. 71.



findet, so wird, wenn *ab* genau in der Mitte zwischen beiden Nadeln ist, keine Anziehung stattfinden, sondern die Nadeln richten sich nur senkrecht gegen den Drath, da die auf beide ausgeübten Anziehungskräfte in entgegengesetzter Richtung wirken. Sind beide Nadeln so gestellt, dass beide ihre gleichnamigen Pole nach derselben Seite zeigen, so findet umgekehrt keine Richtung der Nadeln statt; stehen sie in diesem Falle mit ihren Axen senkrecht gegen den Leitungsdrath, nähert sich die eine Nadel dem Drath, in welcher auf der dem Drath

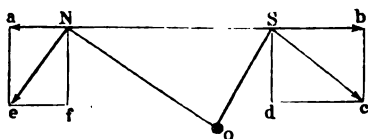
zugekehrten Seite die Molecularströme dem Strome im Drath gleichgerichtet sind. Ganz ähnlich verhalten sich Nadeln, die in verticaler Lage neben dem Leitungsdrath aufgehängt sind.

Dieselben Anziehungserscheinungen zeigen sich auch zwischen Eisenstücken, welche durch einen Strom temporär magnetisch gemacht werden und diesem letzteren Strome selbst.

Legt man also z. B. auf einen horizontalen Leitungsdrath einen Papierstreifen und streut auf diesen feine Eisenfeile, so ordnen sie sich in Linien an, welche gegen jenen Leitungsdrath senkrecht stehen, indem jedes Eisentheilchen in der auf der Axe des Drathes senkrechten Richtung eine magnetische Axe erhält. Zugleich werden die so magnetisirten Eisenfeilchen von dem Leitungsdrath angezogen. Ebenso hängen sich an eine flache vom Strome durchflossene Drathspirale, Fig. 71, Eisenfeile in Kegelform an, indem jedes, durch die Spirale magnetisirte Theilchen die benachbarten Theilchen anzieht¹⁾.

Befestigt man eine Magnetnadel in horizontaler Lage auf einem auf Wasser schwimmenden Kork, oder bestreicht sie mit Fett und lässt sie für sich allein auf dem Wasser schwimmen, und leitet über ihr einen horizontalen Strom fort, so sucht sie sich zuerst senkrecht gegen denselben zu stellen, wenn wir die Wirkung des Erdmagnetismus vernachlässigen, und verschiebt sich sodann in der Richtung ihrer Axe so lange, bis eine durch den Stromleiter gelegte, die Axe der Nadel in einem rechten Winkel schneidende Ebene dieselbe halbirt²⁾. Ist O , Fig. 72, der Querschnitt des Stromes, NS die

Fig. 72.



seiner Richtung senkrechte Nadel, so lassen sich die auf NS und OS normalen, in der Ebene NOS auf die Pole der Nadel wirkenden Kräfte Ne und Se in je zwei Componenten zerlegen, von denen die einen Nf und Sd auf der Axe der Nadel senkrecht wirken und sie nicht bewegen, da die Nadel in der O parallelen Ebene verbleiben muss. Die anderen Componenten Sb und Na fallen in die Richtung der Axe der Nadel, und subtrahiren sich von einander. Die Nadel bewegt sich daher nach der einen oder anderen Richtung, je nachdem die eine oder andere derselben überwiegt. (In der Figur nach b .) Beide Componenten werden gleich, wenn O sich gerade unter dem Halbierungspunkt von NS befindet; dann hat also die Nadel ihre Gleichgewichtslage erreicht.

100

Wirkt auf eine Magnetnadel, welche in einer, einem sehr langen Stromleiter parallelen Ebene schwingen kann, ausser der ablenkenden Kraft

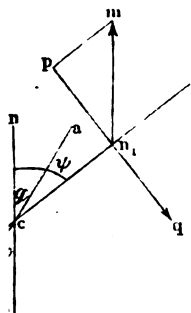
¹⁾ Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 94. 1820*; Gilb. Ann. Bd. LXV, S. 311*. Erman, Umriss, Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 382*. Davy, Phil. Trans. 1821. p. 11*; Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 230*. Faraday l. c. — ²⁾ Boisgiraud, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 283. 1820*; Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 166*.

es noch der Erdmagnetismus, so nimmt dieselbe eine durch te bedingte mittlere Richtung ein.

infaches Beispiel wollen wir die Einstellung einer Magnetnadel , welche in einer Horizontalebene schwingen kann, und unter einiger Entfernung ein horizontaler Drath fortgeführt wird, m magnetischen Meridian den Winkel φ bildet. Die Lage der magnetischen Meridian sei ns , Fig. 73; ihre Lage nach ihrer durch einen durch Drath ab geleiteten Strom von der Inten- n_1s_1 . Der Ablenkungswinkel der Nadel non_1 sei gleich ψ .

en wir ferner an, der Drath ab sei weit von der Nadel ent- he nur eine kleine Länge habe, so ist nach §. 98 das von dem

Fig. 73.



Strom auf die Nadel ausgeübte Drehungs- moment n_1q gleich $const i \cos(\psi - \varphi)$. Die erdmagnetische Kraft wirkt am Pole n_1 mit der Kraft $M = m n_1$; das auf die Nadel daselbst ausgeübte dem ersten entge- gengesetzte Drehungsmoment ist somit proportional $n_1p = M \cdot \sin \psi$. Soll die Nadel in Ruhe sein, so müssen beide Drehungs- momente gleich sein, d. i.

$$i = M \cdot Const \frac{\sin \psi}{\cos(\psi - \varphi)}$$

Ist der Drath, durch welchen der Strom fließt, dem magnetischen Meridian parallel, so ist $\varphi = 0$, also $i = Const M \operatorname{tg} \psi$.

Also die Intensität des Stromes der Tangente des Ablenkungs- proportional.

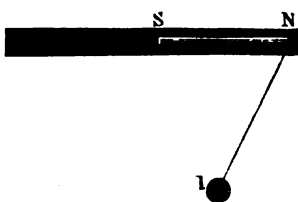
Man hierbei vorausgesetzt, dass wir die Wirkungen auf die le Magnetnadel an ihren Enden concentrirt denken können; je

Entfernung von dem Strom würde eigentlich der Angriffskräfte sich allmählich ändern und bei sehr weiter Entfernung Polen zusammenfallen.

Die Magnetnadel bei diesen Versuchen nicht um ihren Mittel- 101 bar, sondern um irgend einen anderen Punkt, so stellt sie sich als die Resultante sämtlicher, auf sie wirkender Kräfte dar. Ein Beispiel dieser Art hat Roget¹⁾ gegeben. Er ließ eine Magnetnadel NS , Fig. 74 (a. f. S.), auf einem leichten Punkte das sich um einen, gerade unter dem Pol S befindlichen Punkt drehen konnte. Ein Gegengewicht äquilibrte das Gewicht der Nadel. Wurde nun in einiger Entfernung von der Nadel ein

verticaler, vom Strom durchflossener Leiter l aufgestellt, von dem nur der Durchschnitt mit der Ebene der Figur gezeichnet ist, so musste sich unter

Fig. 74.



dem Einfluss des Stromes allein die Nadel so drehen, dass die horizontale Verbindungslinie des Poles N mit dem Leiter l auf der Axe NS der Nadel senkrecht stand; denn nur so ging die auf dieser Verbindungslinie senkrechte, vom Strom auf den Pol N ausgeübte Kraft durch den Unterstützungspunkt der Nadel.

Ist der Drath l dem Punkt S näher gerückt, als die Länge NS der Nadel, so ist diese Einstellung derselben unmöglich. Sie bewegt sich dann so lange, bis sie auf der einen oder anderen Seite an den Drath anschlägt.

Eigentlich würden sich diese Versuche nur anstellen lassen, wenn die Nadel in der auf der Inclinationsrichtung senkrechten Ebene schwingt und der Stromesleiter auf dieser normal steht. In der Horizontalebene wird die Lage der Nadel durch die Wirkung des Erdmagnetismus geändert.

Die weitere Ausführung dieser Betrachtungen bietet keine Schwierigkeiten, wenn sie für specielle Zwecke erforderlich ist¹⁾.

102

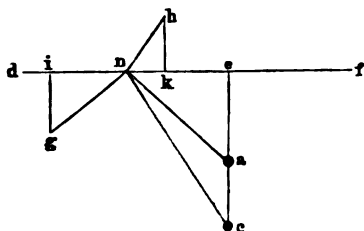
Es hat keine Schwierigkeit, die Einwirkung mehrerer unendlich langer, verschieden gerichteter und gleich- oder einander entgegenlaufender Ströme auf eine Magnetnadel zu untersuchen. In den meisten Fällen bietet diese Aufgabe kaum mehr Interesse, als ein blosses Uebungsbeispiel. Wir wollen deshalb nur einen besonders interessanten Fall betrachten²⁾.

Durch zwei parallele und auf der Ebene des magnetischen Meridians normale, vertical unter einander liegende Dräthe werde ein Strom in entgegengesetzter Richtung geleitet. Bringt man nun über den oberen oder unter den unteren Drath eine in einer Horizontalebene bewegliche Magnetnadel, so wird sie so abgelenkt, wie wenn auf sie nur die ihr zunächst liegende Drath wirkte. Wird sie nun nach Ost oder West in einer gegen die Ebene der Dräthe senkrechten Richtung verschoben, so nimmt die Ablenkung allmählich bis Null ab und kehrt sich bei weiterer Verschiebung um. Je weiter sich die Nadel dabei über oder unter dem ihr benachbarten Drath befindet, desto weiter muss sie verschoben werden, um das Umkehrungsphänomen zu zeigen. Aus den Beobachtungszahlen, welche Seebeck in Bezug hierauf erhalten hat, folgert Hansteen³⁾, dass die Wendepunkte der Ablenkung der Nadel sich in einer Hyperbel befinden, deren Scheitel in den der Nadel zunächst liegenden

¹⁾ Siehe darüber von Feilitzsch, Fernwirkungen des galvanischen Stromes, *Kersten's Encyclopädie* S. 33. 1865*. — ²⁾ Seebeck, *Abhandl. der Berl. Akademie*. 1821. S. 289*; *Schweigg. Journ.* Bd. XXXII, S. 27*. — ³⁾ Hansteen, *Gilb. Ann.* Bd. LXX. S. 175. 1822*.

rath fällt. Hieraus schloss Hansteen weiter, dass die Kraft, mit der die Ströme in den beiden Dräthen auf die Pole der Nadel wirken, ganz wie es Biot und Savart direct gefunden, dem Abstand derselben von den Dräthen umgekehrt proportional sei (eigentlich der 1,018ten Potenz).

Fig. 75.



Dieses von Seebeck beobachtete und von Hansteen berechnete Resultat ergibt sich aus folgender Betrachtung. Es seien a und c , Fig. 75, die Durchschnitte der auf der Ebene des Papiers normalen Dräthe

mit jener Ebene, def eine gegen die Linie ac senkrechte Linie in der Ebene des Papiers, auf der eine Pol der Magnetnadel, z. B. der Nordpol n , von e nach d verschoben werde. Die Resultanten nh und ng der Wirkungen des Stromes in a und c auf n stehen auf den durch die Dräthe und n gelegten Ebenen senkrecht und sind nach entgegengesetzten Seiten gerichtet, da beide Dräthe in entgegengesetzter Richtung von Strömen durchflossen werden. Nach dem Biot-Savart'schen Gesetz sind diese Resultanten

$$nh = \frac{\text{const}}{na}, \quad ng = \frac{\text{const}}{nc}.$$

Zerlegt man dieselben nach der Richtung de , so sind die betreffenden Componenten:

$$nk = \text{const} \frac{\cos hnk}{na}, \quad ni = \text{const} \frac{\cos ing}{nc}. \quad (1)$$

Ist nun $ne = y$, $ea = x$, $ac = r$, so ist $na^2 = y^2 + x^2$, $nc^2 = y^2 + (r+x)^2$, $\cos hnk = \cos nae = \frac{ea}{na}$, $\cos ing = \cos nce = \frac{ec}{nc}$.

Bei Einführung dieser Werthe in die Gleichungen (1) erhält man

$$nk = \text{const} \frac{x}{y^2 + x^2}, \quad ni = \text{const} \frac{r+x}{y^2 + (r+x)^2}.$$

Sollen beide Ströme a und c zusammen kein Drehungsmoment auf die Nadel ausüben, soll dieselbe also in der ihnen parallelen Ruhelage verharren, so muss $nk = ni$ sein, d. i.

$$\frac{x}{y^2 + x^2} = \frac{r+x}{y^2 + (r+x)^2} \text{ oder } x^2 + xr = y^2.$$

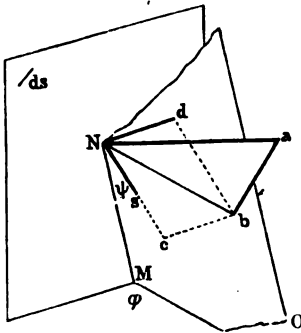
Dies ist aber die Gleichung einer Hyperbel, deren Scheitelpunkte in a und c liegen ¹⁾.

¹⁾ In ähnlicher Weise hat von Feilitzsch auch die Wirkung einer Reihe paralleler in einer Ebene liegender, von entgegengesetzten Strömen durchflossener Dräthe auf

103 Vermittelst des Biot-Savart'schen Gesetzes lässt sich das Drehmoment berechnen, das ein Stromelement, welches sich in irgend Lage befindet, auf die Pole einer in irgend einer Ebene drehbaren Magnetnadel ausübt.

Es sei ds (Fig. 76) das Element, N der eine Pol der Magnetnadel welche sich in der Ebene NO um ihre Axe drehen kann. Dann sei Resultante $Na = R$ der Wirkung von ds auf N auf der durch ds gelegten Ebene senkrecht, welche die Ebene NO in der Linie NM schneidet und gegen sie um den Winkel φ geneigt sei. Legt man nun durch

Fig. 76.



eine auf den Ebenen Nds und senkrechte Ebene aNb , und pr in dieser Na auf die Ebene NO , die Projection Nb die Componente Kraft Na in der Drehungsebene der Nadel. Sie ist $Nb = Na \sin \varphi$. Wollen wir das durch diese Kraft die Nadel ausgeübte Drehungsmoment bestimmen, so müssen wir sie in Componenten zerlegen, deren Nc in die Richtung der Nadel und unthätig bleibt, deren zweite auf ihr senkrecht ist. Die letztere ist $Nd = cb = Nb \sin \psi$

$Na \cdot \sin \varphi \cdot \sin \psi = Nb \cdot \sin \psi = Nd$. Winkel Nab ist der Winkel zwischen den Ebenen dsN und NO errichteten Lothen aN und ab , also $180^\circ - \varphi$, d. h. $\sin Nab = \sin \varphi$. Winkel bNc ergänzt den Winkel $cNM = \psi$ zu 90° , welcher letztere der Winkel zwischen der Nadel und der Durchschnittslinie NM der Ebenen dsN des Elementes und Drehungsebene NO der Nadel ist. Somit ist $\sin bNc = \cos \psi$, also auf den Pol N ausgeübte Drehungsmoment

$$Nd = R \cdot \sin \varphi \cdot \cos \psi.$$

Ist die Nadel NS gegen ihre Entfernung vom Element klein wird die auf den Pol S ausgeübte und gegen die Axe der Nadel wirkende Kraft der Kraft Nd gleich und entgegengesetzt sein.

Da in der Formel die Richtung des Elementes ds nicht vorkommt so bleibt das von demselben auf den Pol N ausgeübte Drehungsmoment ungeändert, wenn das Element bei gleichbleibendem Abstand von N bei gleichbleibender Neigung gegen seine Verbindungslinie mit N in der Ebene dsN verschoben wird. Wird ferner der Neigungswinkel der Ebene Nds des Elementes und der Drehungsebene NO der Nadel gleich 90° , d. i. fällt das Element in die Ebene der Nadel, so ist $\sin \varphi$

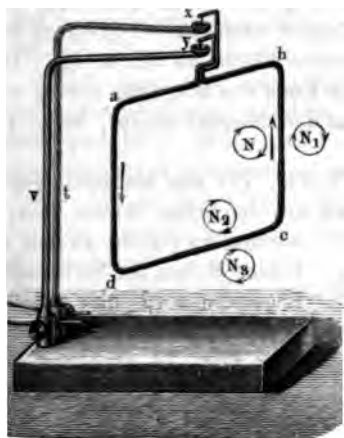
eine über ihnen befindliche Nadel berechnet, und, wie zu erwarten, die Rechnung, das Experiment bestätigt gefunden. Fernwirkungen, Karsten's Encyclopädie, 1865*; Pogg. Ann. Bd. LXXXVII, S. 427. 1852*.

der Strom in ds übt auf die Nadel kein Drehungsmoment (vergl. §. 91). Steht dagegen die Ebene Nds des Elementes senkrecht auf der Ebene der Nadel, so ist das Drehungsmoment ein Maximum. Also nimmt dasselbe bei gleichbleibender Neigung der Ebenen Nds von NO bis zu Null ab, wenn die Nadel Ns einen allmählich von Null bis 90° wachsenden Winkel mit der Durchschnittslinie beider Ebenen bildet¹⁾.

Wie sich bei diesen Versuchen eine Anziehung und Abstossung eines Magnetes durch einen Strom zeigt, so kann man umgekehrt eine Anziehung und Abstossung eines vom Strom durchflossenen Leiters durch einen Magneten nachweisen.

Hängt man einen Drath (Fig. 77) am Ampère'schen Stativ auf, welcher in der Richtung der beigezeichneten Pfeile vom Strome durchflossen ist, und nähert ihm einen Stahlmagnet von vorn, so dass der Nordpol N desselben nach hinten gerichtet ist, derselbe also durch einen in der Richtung des um N angegebenen Pfeiles seinen Magnetismus erhalten hat, so wird der bewegliche Drath von dem Magnetpol abgestossen. Befindet sich der Magnetpol in N_1 , also auf der anderen Seite des Drathes, so tritt dagegen eine Abstossung ein. Ebenso werden die horizontalen Theile des Leiters abgestossen, wenn der Magnet in N_2 , angezogen, wenn er sich in N_3 befindet. Würde der Magnetstab in umgekehrter Richtung dem aufgehängten Drath gehalten, so dass sein Südpol nach hinten gerichtet ist, so würde an Stelle der Anziehung eine Abstossung eintreten, und umgekehrt.

Fig. 77.



Beim Annähern eines Magnetes sich bewegten.

Sehr bequem lassen sich diese Erscheinungen mit de la Rive's schwimmenden Strömen (§. 56) nachweisen.

In ähnlicher Weise beobachtete Davy²⁾, dass Platindräthe, welche auf einer Messerschneide balancirt waren und durch die ein Strom geleitet wurde, beim Annähern eines Magnetes sich bewegten.

Bringt man einen in sich geschlossenen, frei beweglichen Kreisstrom in die Nähe eines Magnetes, so schiebt er sich über denselben, so dass die Richtung des Stromes in demselben gleich wird der Richtung der im Magneten anzunehmenden Molecularströme, und er ist erst im Gleich-

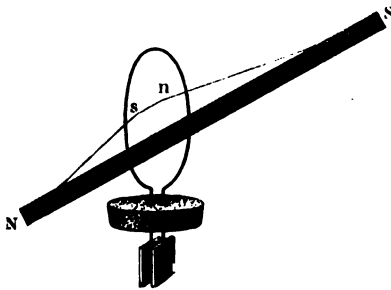
¹⁾ Vergl. auch Buff, Grundzüge der Physik. 1853. S. 381*. — ²⁾ Davy, Phil. Mag. 1821, p. 17*.

gewicht, wenn seine Ebene normal steht auf der *Axe* des *Magnets*, dieselbe halbirt und er den *Magnet* an irgend einer Seite mit seiner *Peripherie* berührt. Die betreffenden Versuche lassen sich sehr gut mit de la Rive's¹⁾ schwimmenden Strömen anstellen. Es zeigt sich dabei eine interessante Erscheinung: Nähert man einem solchen schwimmenden Strom von der Seite einen horizontalen *Magnetstab*, so stellt sich der Strom zuerst so, dass in der dem *Magnet* zugekehrten Seite die Richtung desselben der Richtung der *Molecularströme* in der benachbarten Seite des *Magnets* gleich ist, und bewegt sich zum *Magnet* hin. Stellen wir den Strom durch einen kleinen *Magnet* dar, dessen *Querschnitt* der *Fläche* des Stromes entspricht, so würde dieser hiermit seinen *Nordpol* dem *Südpol* des *Magnets* und umgekehrt zuwenden.

Steht nun die Ebene des Stromes gerade senkrecht auf der *Magnetaxe* und schneidet dieselbe in ihrer Mitte, so befindet sich der Strom in labilem Gleichgewicht. Sobald sich derselbe ein wenig nach dem einen oder anderen *Pol* des *Magnets* verschiebt, so gleitet er zu demselben hin, indem er sich dabei mit seiner vom *Magnet* abgekehrten Seite zu ihm hinneigt und sich allmählich mit der ganzen *Fläche* an ihn anlegt. Der Strom gleitet sodann ein wenig über das Ende des *Magnets* hinaus vorwärts, legt sich um und schiebt sich auf den *Magnet* hinauf, bis er auf der Mitte desselben angekommen ist.

Die Wirkungen der Pole *N* und *S* (Fig. 78) des *Magnets* gegen den kleinen *Magnet* *n*s, durch welchen wir uns den Strom ersetzt denken,

Fig. 78.



werden an irgend zweien, n und s beiden Seiten der *Stromfläche* liegenden nord- und südpolaren Punkten n und s desselben angreifen. Ist der Strom normal gegen die *Magnetaxe* und gleich weit von *N* und *S*, so werden beide Wirkungen gleich sein und nur eine *Componente* liefern, die den Strom am *Magnet* festhält. Ist aber der Strom dem einen *Pole* näher, z. B. an *N*, so würde der den

Strom ersetzende *Magnet* wie eine kleine *Magnetnadel* mit seinem Ende s sich gegen *N* hinneigen und zugleich gegen *N* stärker hingezogen werden, wie gegen *S*. Es bewegt sich also der ganze Strom nach dem *Pol* *N*. Er wird sich mit seiner nach *N* gekehrten Seite gegen die *Axe* *NS* neigen, und sich an dieselbe anlegen, wenn beim Fortschreiten der Bewegung des Stromes der *Pol* s des kleinen ihn ersetzenden *Magnets*

¹⁾ De la Rive, *Bibl. univ.* T. XVIII, p. 276; *Gilb. Ann.* Bd. LXXI, S. 120. 1822*.

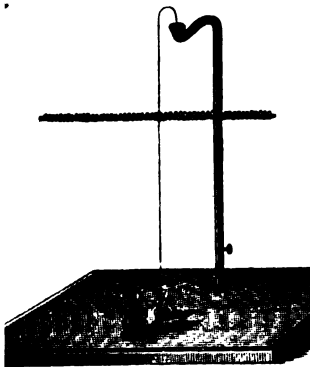
ärker gegen *N* hingezogen wird. So gelangt der Stromkreis all-
 vor das Ende des Magnetes und schiebt sich dann über den Mag-
 net, wie sich leicht aus der Wirkung der Magnetpole auf die
 nente ableiten lässt.

. Vergleichung des Verhaltens der Magnete
 und Solenoide.

haben jetzt zu zeigen, dass die Wirkungen eines Magnetes auf **106**
 element, sowie die Wirkung zweier Magnete auf einander sich
 nnahme von Molecularströmen, die ihre Axe umkreisen, zurück-
 assen. Wir werden diesen Nachweis führen, indem wir den
 als linear betrachten, seine Pole an seine Enden verlegen,
 it seine Wirkungen nach aussen mit denen eines Solenoides
 iren. Dickere Magnetstäbe und Stäbe, deren Pole nicht an den
 egen, können wir immer als Bündel linearer Stäbe oder einzelner,
 en langer Solenoide (§. 68) ansehen.

erst kann man die soeben ausgesprochene Analogie durch das
 ent begründen, indem man annähernd ein Solenoid darzu-
 ersucht ¹⁾. Man windet eine gerade Drathspirale, Fig. 79, von
 nemem Kupferdrath, und leitet die Enden ihres Drathes durch
 bis zu ihrer Mitte zurück, führt sie sodann nach oben und
 id versieht sie mit Stahlspitzen, welche in Quecksilbernäpf-
 gehängt werden. Leitet man durch diese Spirale einen Strom,
 man bei der Kleinheit ihrer Windungen jedes Element des Stro-
 en letzteren in zwei Elemente zerlegen, von denen das eine in

Fig. 79.



die Richtung der Axe der
 Spirale fällt, das andere
 auf derselben senkrecht
 steht. Die Wirkung der
 Ströme in den ersteren
 Componenten nach aus-
 sen heben sich mit den
 Wirkungen des Stromes
 in den durch die Axe der
 Spirale gezogenen Drä-
 then auf. Die anderen
 Componenten stellen vere-
 int kleine Kreisströme
 dar, welche um die Axe
 der Spirale in Ebenen

kreisen, die gegen dieselbe normal sind und somit ein Solenoid bilden, so weit wir ihre Ausdehnung als sehr klein betrachten können. — Würde man die Dräthe von den Enden der Spirale aus sogleich nach aussen hin in Quecksilbernäpfschen leiten, so würden sich jene der Axe paralleles Componenten nicht aufheben, und einen geradlinigen Strom in der Richtung der Axe der Spirale darstellen, auf den genäherte Magnete u. s. f. noch besonders einwirkten.

Nähert man den Enden dieses Solenoides den Nord- oder Südpol eines Magnetes, so werden dieselben angezogen oder abgestossen, je nachdem die supponirten Molecularströme im Magnet den Strömen im Solenoid gleich- oder entgegengerichtet sind. Es verhält sich hierbei wiederum das Ende des Solenoides wie ein magnetischer Nordpol, welcher zur Linken eines Beobachters liegt, der in den Windungen desselben mit dem positiven Strome fortschwimmt und die Axe des Solenoides betrachtet.

Man kann auch bei diesen Versuchen das Solenoid nach Art der schwimmenden Ströme von de la Rive (§. 56) auf einem Kork befestigen, die Enden desselben durch letzteren leiten, unterhalb an dieselben eine Zink- und eine Kupferplatte löthen, und so den Kork auf saurem Wasser schwimmen lassen. Man bedarf dann keiner besonderen galvanischen Säule.

Die Wirkung des Solenoides auf eine über demselben aufgehängte Magnetnadel ist nur gering, da bei der geringen Weite der Windungen die Wirkungen der einander diametral gegenüberstehenden Theile derselben sich nahezu aufheben.

107 Noch deutlicher und vollständiger ergibt sich die Analogie zwischen den Magneten und Solenoiden aus den folgenden mathematischen Betrachtungen:

Wir wollen zuerst die Wirkung eines Magnetpoles auf ein Stromelement mit der eines einseitig begrenzten Solenoids auf dasselbe vergleichen.

Bezeichnet man den Abstand eines Poles m des Magnetes vom Stromelement ds mit l , den Winkel zwischen ds und l mit (l, ds) , den Magnetismus des Magnetpoles mit m , die Intensität des Stromes in ds mit i , so ist nach dem Biot-Savart'schen Gesetz die Wirkung auf das Element, welche auf der durch das Element ds und der Verbindungslinie l derselben mit m gelegten Ebene senkrecht steht:

$$W = \frac{im \cdot ds \sin(l, ds)}{l^2}.$$

Wir haben schon §. 36 berechnet, dass die Einwirkung R eines nach einer Seite unendlich verlängerten Solenoids auf ein Element ds (absolut genommen) durch die Formel

$$R = \frac{1}{2} \frac{ii_1 ds \cdot \lambda \alpha \sin(l, ds)}{l^2}$$

gestellt wird, wo l der Abstand des Elementes ds von dem ihm zuerst liegenden Ende des Solenoids, i und i_1 die Intensitäten der Ströme Element und dem Solenoid, λ der Flächenraum jedes geschlossenen Stromes des Solenoids, α die Zahl dieser Ströme auf der Längeneinheit Solenoids ist, und R auf der durch l und ds gelegten Ebene senkrecht steht.

Die Werthe R und W werden identisch, wenn

$$m = \frac{1}{2} i_1 \lambda \alpha$$

— Wir können also auch hier die Wechselwirkung zwischen einem Magnetpol und einem Elemente durch die Wirkung eines einseitig unendlich verlängerten Solenoids auf das Element darstellen.

Wir wollen ferner die Wirkung eines unendlich kleinen Magnetes mit 108 eines unendlich kleinen geschlossenen Stromes auf ein Element eines Stromes vergleichen.

Das Element liege in dem Anfangspunkte der Coordinaten und falle der Z -Axe zusammen; seine Länge sei dz_1 , die Intensität des dasselbe durchfließenden Stromes sei i_1 , die Coordinaten des Schwerpunktes des unendlich kleinen geschlossenen Stromes seien x, y, z , seine Intensität i , der von ihm umschlossenen Flächenraum λ , sein Abstand vom Element dz_1 gleich l . Dann nach §. 34 die Componenten der Wirkung desselben auf das Element da $dx_1 = dy_1 = 0$:

$$X = + \frac{1}{2} i i_1 \lambda \frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq} dz_1, \quad Y = - \frac{1}{2} i i_1 \lambda \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq} dz_1, \quad Z = 0,$$

dq die Länge eines unendlich kleinen, auf der Ebene des Stromes λ abgetheilten Lothes ist, welches das Differential des Abstandes derselben im Coordinatenanfangspunkt darstellt.

Denken wir uns einen kleinen Magnet, dessen Axe auf der Ebene des unendlich kleinen Stromes λ senkrecht steht, dessen Länge ε ist; es seien die an beiden Endpunkten angehäuften magnetischen Fluida $+\mu$ und $-\mu$, so wirkt das Fluidum $+\mu$ auf das Element dz_1 mit einer Kraft, senkrecht auf dem Elemente dz_1 und der Linie l steht, also in der Ebene liegt und die gleich ist:

$$K_{+\mu} = i_1 dz_1 \cdot \mu \frac{\sin(l, \varepsilon)}{l^2} = i_1 dz_1 \mu \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{l^3},$$

(l, ε) den Winkel zwischen dem Element dz_1 oder der Z -Axe und Verbindungslinie l desselben mit dem unendlich kleinen Magnet bezeichnen.

Die Componente dieser Kraft, welche mit der X -Axe zusammenfällt, bezeichnen

$$X_{+\mu} = i_1 dz_1 \mu \frac{y}{l^3}.$$

Um die Wirkung des zweiten Poles des Magnetes nach der Richtung der X-Axe zu erhalten, müssen wir berücksichtigen, dass sich der Werth $\frac{y}{l^3}$ ändert, wenn wir auf der Axe des Magnetes, welche mit der Richtung des Lothes q zusammenfällt, vom ersten zum zweiten Pol um die Länge ε fortschreiten. Wir müssen daher $\frac{y}{l^3}$ als Function von q betrachten und den betreffenden Werth der Function für $q + \varepsilon$ entwickeln. Dann erhalten wir mit Vernachlässigung der Glieder, welche die höheren Potenzen des kleinen Werthes ε enthalten,

$$f(q + \varepsilon) = f(q) + \varepsilon \frac{df(q)}{dq} = \frac{y}{l^3} + \varepsilon \frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq}.$$

Demnach ist die X-Componente der Wirkung dieses zweiten Poles

$$X_{-\mu} = -i_1 dz_1 \mu \left(\frac{y}{l^3} + \varepsilon \frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dy} \right)$$

und die gemeinsame Wirkung beider Pole

$$X_{\pm\mu} = -i_1 dz_1 \mu \varepsilon \cdot \frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq} = -\frac{i_1 dz_1 \mu \varepsilon}{l^3} \left(\frac{dy}{dq} - \frac{3y}{l} \frac{dl}{dq} \right).$$

Ebenso ist die Y-Componente dieser Wirkung

$$Y_{\pm\mu} = +i_1 dz_1 \mu \varepsilon \cdot \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq} = +\frac{i_1 dz_1 \mu \varepsilon}{l^3} \left(\frac{dx}{dq} - \frac{3x}{l} \frac{dl}{dq} \right).$$

Es ist ersichtlich, dass diese Werthe völlig mit den Componenten der Wirkung des kleinen geschlossenen Stromes auf das Element dz_1 zusammenfallen, wenn (bei Umkehrung des Magnetes)

$$\frac{1}{2} i_1 \lambda = \mu \varepsilon$$

ist.

Wir können die Länge des kleinen Magnetes ε beliebig wählen, müssen dafür aber den Werth μ so abändern, dass das Product $\mu \varepsilon$, das „Moment des Magnetes“ constant bleibt. Von diesem allein ist seine Wirkung auf das Stromelement abhängig.

Da man jedes Stromelement eines kleinen geschlossenen Stromes, mithin ihn selbst in seiner Wirkung auf ein anderes Stromelement durch seine Projectionen auf drei, den Coordinatenebenen parallele, durch seine Mitte gelegte Ebenen ersetzen kann, so können wir auch die Wirkungen

les den geschlossenen Strom ersetzenden, auf seiner Ebene normalen
 einen Magnetes durch drei Magnete von gleichem Magnetismus wie
 ener ersetzen, deren Längen aber die Projectionen desselben auf drei
 lurch denselben gelegte, den Coordinatenaxen parallele Linien sind.

Nach dieser Betrachtung können wir die oben gegebenen Formeln 109
 och umändern. Wir wollen dabei annehmen, der Mittelpunkt M des
 Magnetes NS , welcher auf das im Coordinatenanfangspunkt befindliche
 Element dz_1 wirkt, falle in die YZ -Ebene.

Die Wirkungen der Projectionen des Magnetes NS auf die durch M
 parallel den Axen gelegten Linien stehen stets normal auf der durch ihre
 Pole und dz_1 gelegten Ebene, sind also der XY -Ebene parallel. Wir
 können so aus den Formeln des §. 108 die Componenten dieser Wirkungen
 nach der X - und Y -Axe berechnen.

Für die auf der YZ -Ebene senkrecht stehende Projection des Magnete-
 ist $dq = dx, dy = 0, dl = 0, x = 0$, also

$$X = 0, \quad Y = \frac{i_1 dz_1 \mu \varepsilon}{l^3}$$

(vergl. die analoge Formel (§. 32) für die Einwirkung eines kleinen ge-
 schlossenen Stromes auf ein in seiner Ebene liegendes Element).

Für die Projection des Magnetes, welche mit der Y -Axe parallel ist,
 also auf der Richtung des Elementes dz_1 senkrecht steht, ist $dq = dy,$
 $dx = 0$. Bezeichnen wir den Winkel, den die Verbindungslinie von dz_1
 mit der Axe des Magnetes macht, mit ψ , so ist $\frac{dl}{dq} = \cos \psi; \frac{y}{l} = \cos \psi,$
 also

$$X = - \frac{i_1 dz_1 \mu \varepsilon}{l^3} (1 - 3 \cos^2 \psi), \quad Y = 0.$$

Für die der Z -Axe parallele, d. i. dem Element dz_1 gleichgerichtete
 Projection ist $dq = dz_1, dx = 0, dy = 0, x = 0$. Nennen wir hier
 den Winkel zwischen der Linie $dz_1 M$ und der Axe des Magnetes ψ_1 , so ist
 $\frac{dl}{dq} = \cos \psi_1, \frac{y}{l} = \sin \psi_1$, also

$$X = + \frac{3 i_1 dz_1 \mu \varepsilon}{l^3} \cdot \cos \psi_1 \sin \psi_1 = + \frac{3 i_1 dz_1 \mu \varepsilon}{2 l^3} \cdot \sin 2 \psi_1, \quad Y = 0^1).$$

Für die Wirkungen eines kleinen geschlossenen Stromes auf ein
 Stromelement erhalten wir selbstverständlich dieselben Formeln, wenn
 für den Winkel, welchen die Verbindungslinie des Elementes mit dem Schwer-
 punkt des Stromes mit dem auf der Ebene des Stromes in diesem Punkt
 gerichteten Loth bildet, wiederum mit ψ bezeichnen, und in obigen For-

¹⁾ Vergl. eine andere Ableitung von Weber, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 28.
 349*.

meln den Werth $\mu \varepsilon$ durch $\frac{1}{2} i_I \lambda$ ersetzen, wo λ der Flächenraum Intensität des geschlossenen Stromes ist.

- 110 Ferner wollen wir die Wirkungen eines unendlich kleinen geschlossenen Stromes von der Intensität i und dem Flächeninhalt λ auf einen Magnetpol vergleichen mit der eines auf dem geschlossenen Strom stehenden unendlich kleinen Magnetes auf den Magnetpol.

Da wir §. 107 gesehen haben, dass wir für die Wechselwirkung Magnetpols und eines Stromelementes den Magnetpol durch ein auf einer Seite unendlich verlängertes Solenoid ersetzen können, so wird dasselbe geschehen können, wenn jenes Stromelement einem kleinen geschlossenen Strom angehört.

Sind die Coordinaten des dem Magnetpol entsprechenden Endes des Solenoids $x_1 y_1 z_1$, die des kleinen Stromes $x^1 y^1 z^1$, ist die Intensität des Stromes des Solenoids i_1 , der Flächenraum desselben λ_1 , ihre Zahl in Längeneinheit des Solenoids α , der Abstand der Punkte $x_1 y_1 z_1$ und $x^1 y^1 z^1$ gleich l , so haben wir §. 37 die X-Componente der Wechselwirkung des Stromes und Solenoids erhalten:

$$(X) = - \frac{1}{2} i i_1 \lambda \lambda_1 \alpha \frac{d \left(\frac{x_1 - x^1}{l^3} \right)}{dq},$$

wo q das vom Anfangspunkte der Coordinaten auf die Ebene des Stromes gefällte Loth ist.

Hat der kleine, auf dem geschlossenen Strom senkrecht stehende Magnet die Länge ε , ist der Magnetismus desselben $\pm \mu$, der des Magnetpols, welchen das Solenoid ersetzt, gleich m , so finden wir ganz wie in den vorigen Paragraphen, die X-Componente der Wechselwirkung beider:

$$(X) = - m \mu \varepsilon \frac{d \left(\frac{x_1 - x^1}{l^3} \right)}{dq}$$

Wiederum können wir also die Wirkung des kleinen Stromes auf den Magnetpol m durch die eines unendlich kleinen Magnetes ersetzen wenn für letzteren:

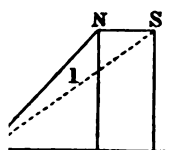
$$\mu \varepsilon = \frac{1}{2} i_I \lambda$$

ist. Auch hier ist die Wirkung des den geschlossenen Strom ersetzenden Magnetes nur von seinem Moment $\mu \varepsilon$ abhängig.

- 111 Aus dieser Formel leitet sich noch folgender Ausdruck für die Wirkung eines kleinen Magnetes NS (Fig. 80) vom Moment $\mu \varepsilon$ auf einen Magnetpol m ab. Der letztere falle mit dem Anfangspunkte der Coordinaten zusammen. Dann sind $x_1 y_1 z_1 = 0$. Der kleine Magnet

in der XY -Ebene, seine Axe sei der X - Axe parallel. Dann sei der Winkel zwischen der Verbindungslinie des einen Pols S des Magnets mit dem Magnetpol und der $Axe NS$ des Magnets

Fig. 80.



$\angle mSN = \psi$, so ist:

$$dq = dx, dy = 0, dl = dq \cdot \cos \psi.$$

Die Componenten der Wirkung werden also:

$$X = m\mu\epsilon \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq} = \frac{m\mu\epsilon}{l^3} \left(\frac{dx}{dq} - \frac{3x}{l} \frac{dl}{dq} \right) \\ = \frac{m\mu\epsilon}{l^3} (1 - 3 \cos^2 \psi).$$

$$m\mu\epsilon \frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq} = \frac{m\mu\epsilon}{l^3} \left(\frac{dy}{dq} - \frac{3y}{l} \frac{dl}{dq} \right) = 3 \frac{m\mu\epsilon}{l^3} \sin \psi \cos \psi,$$

die Resultante:

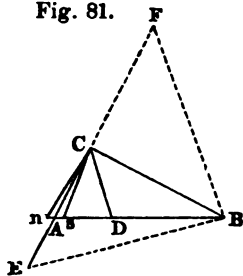
$$R = \sqrt{X^2 + Y^2} = \frac{1}{l^3} m\mu\epsilon \sqrt{1 + 3 \cos^2 \psi}.$$

Für die Wirkung des kleinen geschlossenen Stromes auf den Magneten erhält man auf dieselbe Weise:

$$R = - \frac{i_1 \lambda m}{2l^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \psi}.$$

Derselben Satz hat W. Weber¹⁾ auch aus einem für viele Anwendungen wichtigen Lehrsatz von Gauss²⁾ abgeleitet: 112

Fig. 81.



In A (Fig. 81) liege ein kleiner Magnet ns von der Länge ϵ , dessen Magnetismus an beiden Polen $\pm \mu$ betrage. Sein magnetisches Moment ist also $M = \epsilon \mu$. In C befinde sich in grösserer Entfernung von ns der Magnetpol m . Errichtet man auf AC in C das Loth CB ,

ergreift ns bis B und theilt AB in D , so dass $AD = \frac{1}{3} AB$ ist, so D die Richtung der von ns auf C ausgeübten Kraft, und die Grösse

ben ist: $\frac{CD}{AD} \cdot \frac{Mm}{AC^3}$. Dieselbe ist von C nach D gerichtet, wenn l C und s ungleichnamig, entgegengesetzt von D nach C gerichtet, sie gleichnamig sind.

Sei AC der X - Axe , CB der Y - Axe parallel, so ist die X - und Y -Componente der Wirkung von ns auf C :

W. Weber, Pogg. Ann. Bd. LV, S. 33. 1842*; Elektrodyn. Maassbest. I, S. 53*. — ss., Resultate des magn. Vereins. 1837, S. 23* und 1840, S. 26*.

$$X = -\frac{m\mu}{Cn^2} \cos A Cn + \frac{m\mu}{Cs^2} \cos A Cs,$$

$$Y = \frac{m\mu}{Cn^2} \sin A Cn + \frac{m\mu}{Cs^2} \sin A Cs.$$

Wegen der Kleinheit der Winkel $A Cn$ und $A Cs$ können wir:

$$\cos A Cn = \cos A Cs = 1, \quad \sin A Cn = \sin A Cs = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon}{AC} \frac{CB}{AB} \text{ setze}$$

$$\text{Ferner ist zu setzen: } \frac{1}{Cs^2} - \frac{1}{Cn^2} = \frac{2\varepsilon}{AB \cdot AC^2}, \text{ und } \frac{1}{Cs^2} + \frac{1}{Cn^2} = \frac{2}{AC^2}, \text{ also}$$

$$X = \frac{2 Mm}{AB \cdot AC^2}; \quad Y = \frac{CB}{AB} \frac{Mm}{AC^2},$$

daher die Resultante:

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2} = \frac{Mm}{AB \cdot AC^2} \sqrt{4 AC^2 + CB^2}.$$

Verlängert man CA bis E , so dass $AE = AC$ und zieht BF parallel CD , so ist $BE = \sqrt{CE^2 + CB^2} = \sqrt{4 AC^2 + CB^2}$. — Dann ist $\triangle BCE \cong BCF$, also $BE = BF = 3 CD$, und $AB = 3 AD$, also

$$R = \frac{CD}{AD} \frac{Mm}{AC^2} \text{ w. z. b. w.}$$

Setzt man $AC = l$, $\angle sAC = \psi$, und beachtet, dass in $\triangle DAC$ $AC = AB \cos DAC = 3 AD \cos \psi$ und zugleich $CD^2 = AC^2 + AD^2 - 2 AC \cdot AD \cos \psi = AD^2 (1 + 3 \cos^2 \psi)$ ist, so folgt:

$$R = \frac{Mm}{l^3} \sqrt{(1 + 3 \cos^2 \psi)} \text{ wie oben.}$$

Bildet man die Ausdrücke $\frac{X}{R}$ und $\frac{Y}{R}$, so ergibt sich, dass auch die Richtung der Resultante R mit CD zusammenfällt.

Aus diesem Satze folgt unter Anderen: Ist C der Pol einer Magnetnadel, die sich unter Einfluss des Erdmagnetismus in den mit CD zusammenfallenden magnetischen Meridian einstellt, und soll ein horizontaler, entfernter, in A liegender Magnet ns , dessen Axe auf dem Meridian senkrecht steht, das Azimuth derselben nicht ändern, so muss die Resultante der Wirkungen von ns auf C mit CD zusammenfallen. — In diesem Fall ist in der Figur $\angle ADC = 90^\circ$, also $tg ACD = \frac{AD}{DC}$

$\frac{AD}{\sqrt{AD \cdot DB}} = \sqrt{\frac{1}{2}}$. Die Verbindungslinie AC der Nadel mit dem Magnet muss also mit dem Meridian einen Winkel $ACD = 35^\circ$ machen. — Die Directionskraft der Magnetnadel in C ändert sich durch um $\frac{m\mu}{AC^3} \sqrt{2}$, wo m und μ die Momente der beiden Magnete sind

Die X-Componente der Wirkung zweier kleiner geschlossener Ströme 113 von den Intensitäten i und i_1 und den Flächenräumen λ und λ_1 , deren Coordinaten $xy_s, x_1y_1s_1$ sind, haben wir §. 35 gefunden:

$$X = - \frac{1}{2} i i_1 \lambda \lambda_1 \frac{d^2 \left(\frac{x_1 - x}{l^3} \right)}{dq dq_1};$$

wo wiederum dq und dq_1 die kleinen, auf den Stromebenen errichteten Lothe sind, welche die Differentiale ihrer Abstände vom Coordinatenanfangspunkt darstellen.

Sind die kleinen Ströme durch zwei Magnete von der Länge ε und ε_1 den Magnetismen $\pm \mu$ und $\pm \mu_1$ ersetzt, deren Axen auf ihnen senkrecht stehen, so ist nach §. 110 die X-Componente der Wirkung des einen derselben auf den einen Pol $+\mu_1$ des anderen dargestellt durch:

$$X_{+\mu_1} = - \mu_1 \mu \varepsilon \frac{d \left(\frac{x_1 - x}{l^3} \right)}{dq}.$$

Wollen wir dieselbe Wirkung für den anderen Pol $-\mu_1$ des Magneten berechnen, so müssen wir X als Function des Werthes q_1 betrachten und den betreffenden Werth für $q_1 + \varepsilon_1$ entwickeln. Dann ist:

$$X_{-\mu_1} = + \mu_1 \mu \varepsilon \left[\frac{d \left(\frac{x_1 - x}{l^3} \right)}{dq} + \varepsilon_1 \frac{d^2 \left(\frac{x_1 - x}{l^3} \right)}{dq dq_1} \right]$$

so die gemeinsame Wirkung beider Pole:

$$X_{\pm \mu_1} = \mu \mu_1 \varepsilon \varepsilon_1 \frac{d^2 \left(\frac{x_1 - x}{l^3} \right)}{dq dq_1} \dots \dots \dots (2)$$

Die Y- und Z-Componenten würden sich in gleicher Weise entwickeln. — Die Ausdrücke für die Wechselwirkung der beiden kleinen Ströme und Magnete werden identisch, wenn:

$$\frac{1}{2} i i_1 \lambda \lambda_1 = \mu_1 \mu \varepsilon \varepsilon_1$$

Sind die Flächenräume und Intensitäten der Ströme, die Momente $\mu_1 \varepsilon_1$ der Magnete gleich, so ist auch:

$$\frac{1}{2} i^2 \lambda^2 = \mu^2 \varepsilon^2, \text{ also} \\ \mu \varepsilon = i \lambda \sqrt{\frac{1}{2}}.$$

Zum Schluss vergleichen wir auch noch die Wirkung zweier Magnete 114 auf einander mit der Wirkung zweier, nach einer Seite unendlich verlängerter Solenoide auf einander, deren Endpunkte dieselbe Lage haben, wie die Pole der Magnete.

Es zogen sich nach §. 38 die in der Endlichkeit liegenden Enden der Solenoide mit einer Kraft an, welche dem Quadrat ihrer Entfernung

134 Vergleichung des Verhaltens der Magnete und Solenoide.

umgekehrt entsprach, und dem Product der Flächenräume λ^1 und λ_1 der Molecularströme, sowie dem Product der Intensitäten i^1 und i_1 derselben und dem Product ihrer Anzahl α^1 und α_1 auf der Längeneinheit des Solenoides direct proportional war. So ergab sich absolut genommen:

$$R = \frac{1}{2} i_1 i^1 \lambda_1 \lambda^1 \alpha_1 \alpha^1 \frac{1}{l^2}.$$

Die Wirkung zweier Magnetpole auf einander, die die magnetischen Fluida m und μ enthalten, und sich in der Entfernung l von einander befinden, ist aber nach §. 90:

$$= \frac{m\mu}{l^2}.$$

Dieser Werth wird mit dem oben gegebenen, theoretisch gefundenen Resultat identisch, wenn man:

$$m\mu = \frac{1}{2} i_1 i^1 \lambda_1 \lambda^1 \alpha_1 \alpha^1 \text{ setzt.}$$

Ist $m = \mu$, so ist auch $i_1 \lambda_1 \alpha_1 = i^1 \lambda^1 \alpha^1$, also

$$m = \mu = i_1 \lambda_1 \alpha_1 \sqrt{\frac{1}{2}}.$$

Es lässt sich mithin das Gesetz der Einwirkung zweier Magnetpole auf einander auch unmittelbar aus der Annahme ableiten, dass die einzelnen Molecüle der Magnete von Molecularströmen umflossen sind.

Sind die beiden, auf einander wirkenden Magnete begrenzt, und bezeichnet man die Coordinaten ihrer Pole, die wir an ihre Enden verlegen wollen, so wie deren Abstände mit den Indices 1 und 0 , so setzt sich die X-Componente der Wirkung aus den gegenseitigen Anziehungen und Abstossungen der Pole $\pm m$ und $\pm \mu$ zusammen. Diese ist dann:

$$X = m\mu \left(\frac{x_1 - x^1}{l_1'^3} + \frac{x_0 - x^0}{l_0'^3} - \frac{x_1 - x^0}{l_1'^3} - \frac{x_0 - x^1}{l_0'^3} \right).$$

Auch diese Formel ist identisch mit der für die Wechselwirkung zweier begrenzter Solenoide erhaltenen Formel, wenn wir dieselbe Substitution, wie oben, für $m\mu$ vornehmen.

Wir können somit die Wechselwirkung zwischen zwei Magneten und zwischen einem galvanischen Strom und einem Magnet stets dadurch darstellen, dass wir die Magnete durch Solenoide ersetzen. So haben wir nur die Anziehungen und Abstossungen der Ströme der Solenoide gegen einander und gegen andere geschlossene Ströme zu betrachten, welche Kräfte ganz analog, wie die übrigen Anziehungskräfte in der Richtung der Verbindungslinie der einzelnen Elemente der auf einander wirkenden Ströme thätig sind. — Würden wir dagegen die von den Magneten ausgehenden Kräfte als ganz besondere ansehen, so würde die Wechselwirkung zwischen denselben und den Stromelementen nach dem Biot-Savart'schen Gesetze senkrecht gegen die durch das Element und die Magnetpole gelegten Ebenen wirken. Man würde auf diese Weise ausser jenen Anziehungs-

neue Naturkräfte annehmen müssen, die ähnlich den Kräften sein. Es scheint aber natürlicher, nur Kräfte der ersten Art wenn man durch dieselben alle Erscheinungen erklären kann.

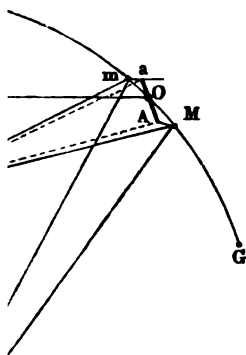
Rotationen bei der Wechselwirkung von Strömen und Magneten.

A. Allgemeine Theorie der Rotationen.

nach dem Vorhergehenden jeden geschlossenen Strom bei 115
 ig auf die Elemente eines zweiten Stromes stets durch einen
 zen können, da wir ferner eine Rotation eines Stromelemen-
 en geschlossenen Strom hervorbringen können, so ist es
 durch die Einwirkung eines Magnetes auf ein Stromelement
 des einen oder anderen herzustellen.

len zuerst die allgemeinen Gesetze dieser Rotationen betrach-
 dieselben in einer Reihe von speciellen, durch das Experiment

Fig. 82.



geprüften Fällen darstellen, wobei wir zugleich die mehr elementaren, wenn auch nicht immer ganz ausreichenden Erklärungen derselben beifügen wollen.

Die Gesetze der Rotation eines Magnetes um ein Stromelement und umgekehrt können durch eine einfache Betrachtung aus dem Biot-Savart'schen Gesetze ¹⁾ gefolgert werden.

Wir wollen annehmen, dass die Pole eines Magnetstabes mit seinen Enden zusammenfallen, und so dieselben auch die Angriffspunkte der Wirkung eines Stromes auf den Magnet sind.

Sind N und S (Fig. 82) diese Pole, ist mM ein Element des Stromes, so stehen die (in der Figur nicht gezeichneten) Resultanten OC und OD der Wirkungen von N und S senkrecht auf den Ebenen NmM und SmM , und wirken an dem Punkt O des Elementes in entgegengesetzten Richtungen.

¹⁾ Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXVII, p. 113. 1828*.

Ist der Abstand des Elementes von N gleich r , der von S gleich r_1 , sind die Winkel zwischen der Richtung des Elementes und seinen Verbindungslinien mit den Polen $\angle MmN = w$ $\angle MmS = w_1$, ist ferner der in N und S angehäuften Magnetismus des Magnetes gleich $\pm \mu$ und die Länge des Elementes $mM = ds$, die Intensität des Stromes in denselben gleich i , so ist:

$$OC = \frac{\mu i ds \sin w}{r^2} \quad OD = - \frac{\mu i ds \sin w_1}{r_1^2}.$$

Die Flächen der Dreiecke NmM und SmM sind aber gleich $\frac{r ds \sin w}{2}$ und $\frac{r_1 ds \sin w_1}{2}$. Bezeichnet man die doppelten Flächen derselben mit dv und dv_1 , so erhält man:

$$OC = \frac{\mu i dv}{r^2} \quad OD = - \frac{\mu i dv_1}{r_1^2}.$$

Will man die gemeinsame Wirkung beider Kräfte nach einer gegen OC und OD um die Winkel ε und ε_1 geneigten Linie OE bestimmen, so muss man die Wirkung OC mit $\cos \varepsilon$, OD mit $\cos \varepsilon_1$ multipliciren und beide Werthe addiren.

Bezeichnet man nun die doppelten Projectionen der Dreiecke NmM und SmM auf eine auf OE senkrechte Ebene mit du und du_1 , so ist $\cos \varepsilon = \frac{du}{dv}$, $\cos \varepsilon_1 = \frac{du_1}{dv_1}$, also die Wirkung in der Richtung OE :

$$OE = \mu i \left(\frac{du}{r^2} - \frac{du_1}{r_1^2} \right).$$

116 Es stehe jetzt die Kraft OE auf der durch den Mittelpunkt des Elementes O und die Axe NS des Magnetes gelegten Ebene senkrecht. Dann ist die Projection des Dreiecks NmM auf die Ebene NSO durch Dreieck NaA dargestellt. Bezeichnet man den Winkel FN zwischen der Axe NS und der Projection Na der Linie Nm auf die Ebene NSO mit ϑ , so ist $\angle aNA = d\vartheta$ und das doppelte Dreieck $aNA = du = r^2 d\vartheta$. Also würde die durch die Wirkung des Poles N auf mM sich bildende Componente senkrecht gegen Ebene ONS gleich $\frac{\mu d\vartheta}{r}$ sein.

Wollen wir das in derselben Richtung auf das Element mM ausgeübte Drehungsmoment um die als feste Axe betrachtete Magnetaxe NS bestimmen, so ist der Werth mit dem Abstand von O von der letzteren d. i. mit $OP = r \sin \vartheta$ zu multipliciren. Dann ist dieses Drehungsmoment: $\mu i \sin \vartheta d\vartheta$.

Ist in gleicher Weise der Winkel $NSA = \vartheta_1$, so ist das durch P ausgeübte Drehungsmoment in derselben Richtung — $\mu i \sin \vartheta_1 d\vartheta_1$, das ganze durch beide Pole dem Element mM ertheilte Drehungsmoment:

$$D = \mu i (\sin \vartheta d\vartheta - \sin \vartheta_1 d\vartheta_1).$$

Ersetzt man den Magnet durch ein Solenoid, so ist ersichtlich, dass nur dann eine Rotation eintreten kann, wenn dabei das Element ds seine relative Lage gegen die einzelnen Punkte der Peripherie der Kreisströme desselben ändert. Ist daher Mm mit AB fest verbunden, so tritt keine Rotation beider um einander ein, wie man nach der directen Anwendung des Biot-Savart'schen Gesetzes vermuthen könnte. Sind beide getrennt, so kann je nach der Lage der Rotationsaxe das Element um den festen Magnet, dieser um das festgestellte Element, oder auch der Magnet um seine eigene Axe rotiren.

Wir wollen die Z -Axe eines rechtwinkligen Coordinatensystemes, 117 dessen Mittelpunkt NS halbirt, mit der Axe NS des Magnetes zusammenfallen lassen, die Y -Axe senkrecht dagegen in der durch NS und O gelegten Ebene und die X -Axe zu letzterer Ebene normal annehmen. Wir wollen dabei, wenn wir durch O Linien parallel diesen Axen ziehen, die Richtung der Z nach oben, die Richtung der Y von links nach rechts und die Richtung der X von vorn nach hinten, als positiv annehmen und hiernach die Richtung der Componenten des durch Mm fließenden Stromes nach den drei Axenrichtungen sowie die Vorzeichen der Winkel ω und ω_1 , welche von der Z -Axe nach der positiven Seite der Y -Axe und von dieser nach der positiven Seite der X -Axe als positiv genommen werden, bezeichnen. Hierdurch bestimmt sich dann die Rotationsrichtung von Mm .

Wir wollen dies an einfachen Beispielen erläutern ¹⁾.

1. Es liege das Element Mm oder ds parallel der Z -Axe, also parallel NS ; der Strom fliesse von unten nach oben, i ist also positiv, der Magnet stehe, wie in der Figur, vertical, mit dem Nordpol nach oben. Dann ist Winkel $\omega = \vartheta$, $\omega_1 = \vartheta_1$ und beide sind positiv. Kraft OC wirkt in der Richtung der positiven X nach hinten, Kraft OD nach vorn, und es ist die Differenz beider

$$W = OC - OD = \mu i ds \left(\frac{\sin \vartheta}{r^2} - \frac{\sin \vartheta_1}{r_1^2} \right).$$

Bezeichnen wir das von ds auf die Z -Axe gefällte Loth OP mit y ,

so ist $\sin \vartheta = \frac{y}{r}$, $\sin \vartheta_1 = \frac{y}{r_1}$, also:

$$W_1 = \mu i y ds \left(\frac{1}{r^3} - \frac{1}{r_1^3} \right).$$

Liegt nun ds in der Verlängerung von NS , so ist $y = 0$; die Wirkung ist also Null. Liegt es ausserhalb derselben, und oberhalb der durch die Mitte des Magnetes gelegten XY -Ebene, so ist $\sin \vartheta$ und $\sin \vartheta_1$ positiv, wess $\sin \vartheta > \sin \vartheta_1$ und $r < r_1$; daher wird W positiv, das Element rotirt, wenn es in constantem Abstand von der Z -Axe zu bleiben gezwungen ist, von rechts nach links für einen in NS aufrecht stehenden Beschauer.

¹⁾ Vgl. auch Bertin, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. LV, p. 304. 1859* und usgk, Pogg. Ann. Bd. CXXVII, S. 645. 1866*.

Sinkt das Element bis in die XY -Ebene, so wird $\sin \vartheta = \sin \vartheta_1$, $r = r_1$; die Rotation hört auf. Unterhalb jener Ebene wird $\sin \vartheta_1 > \sin \vartheta$, $r > r_1$, die Rotationsrichtung, kehrt sich um.

Bei umgekehrter Stromesrichtung im Element wird i zu i_1 , $\omega = 180 + \vartheta$, $\omega_1 = 180 + \vartheta_1$, und es treten die entgegengesetzten Erscheinungen hervor.

2. Liegt ds in der durch die Axe des Magnetes gelegten Ebene und ist senkrecht gegen die Axe (in der Richtung der Y -Axe), und durchfließt es der Strom in der Richtung der positiven Y , also vom Magnet fort, so ist i positiv, Winkel $\omega = -(90 - \vartheta)^\circ$, $\omega_1 = -(90 - \vartheta_1)^\circ$, also:

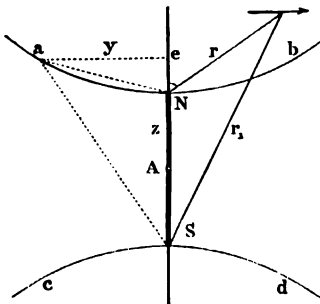
$$W = -\mu i ds \left(\frac{\cos \vartheta}{r^2} - \frac{\cos \vartheta_1}{r_1^2} \right).$$

Befindet sich wiederum das Element oberhalb NS in der Axe des Magnetes, so ist $\cos \vartheta = \cos \vartheta_1$, also es findet keine Rotation statt. Liegt es ausserhalb der Axe so weit oberhalb einer normal zu NS durch H gelegten Ebene, dass $\frac{\cos \vartheta}{r^2} > \frac{\cos \vartheta_1}{r_1^2}$ ist, so rotirt das Element vom dem in NS stehenden aufrechten Beschauer gesehen von hinten nach vorn, oder von links nach rechts. Rückt aber das Element hinab, bis $\frac{\cos \vartheta}{r^2} = \frac{\cos \vartheta_1}{r_1^2}$ ist, so hört die Rotation auf. Bei weiterem Hinabrücken

des Elementes wird $\frac{\cos \vartheta_1}{r_1^2} > \frac{\cos \vartheta}{r^2}$, die Rotation kehrt sich um. Diese entgegengesetzte Rotation bleibt bei, so lange das Element auf gleicher Höhe mit den verschiedenen Punkten des Magnetes ist, da dann stets ϑ ein stumpfer Winkel und $\cos \vartheta$ negativ ist. Wenn das Element unter

den unteren Magnetpol gesunken ist, so ist auch ϑ_1 stumpf, $\cos \vartheta_1$ negativ, und dann wird ein Aufhören und eine Umkehrung der Rotation in die frühere Richtung eintreten, wenn wiederum $\frac{\cos \vartheta}{r^2} = \frac{\cos \vartheta_1}{r_1^2}$ geworden ist.

Fig. 83.



118

Die Punkte in der Ebene der Fig. 83, für welche die Rotation Null wird, sind durch letztere Gleichung dargestellt. Sie entsprechen zwei gleichen Curven ab und cd , welche durch die Pole des Magnetes gehen und eine nahezu hyperbolische Gestalt haben. Fällt man von irgend einem Punkt a dieser Linien auf die Magnetaxe ein Loth $ae = y$ und nennt die Länge des Magnetes $2a$ und den Abstand von e von dem

abirungspunkt A des Magnetes $Ae = z$, so ist die Gleichung der Curven durch die Relation

$$\frac{s - a}{[(s - a)^2 + y^2]^{\frac{3}{2}}} = \frac{s + a}{[(s + a)^2 + y^2]^{\frac{3}{2}}}$$

geben.

Gehört Element mM (Fig. 82) einem vom Strom i durchflossenen Bogen FG an, für dessen Enden die Werthe der Winkel φ und φ_1 sich in φ und φ_1 , γ und γ_1 verwandeln, so ist bei der Integration D das Drehungsmoment für diesen Bogen:

$$\Delta = \mu i [(\cos \varphi - \cos \gamma) - (\cos \varphi_1 - \cos \gamma_1)].$$

Da das Drehungsmoment nur von den Winkeln abhängt, welche die Verbindungslinien der Endpunkte des Bogens FG mit den Magnetpolen mit der Axe des Magnets machen, so ist dasselbe von der Gestalt des zwischen den Punkten F und G befindlichen Bogens ganz unabhängig.

Wäre der Bogen in sich geschlossen, so wäre $\varphi = \gamma$ und $\varphi_1 = \gamma_1$ oder, wenn der Magnet im Inneren des Stromkreises sich befände, $\gamma = \pi + \varphi$ und $\gamma_1 = 2\pi + \varphi_1$, also $\Delta = 0$.

Ein in sich geschlossener, unveränderlicher Stromkreis kann also nie durch einen Magnet, oder umgekehrt der Magnet durch einen solchen Stromkreis in Rotation versetzt werden.

Nehmen wir den Magnet unendlich kurz, so können wir an seine Stelle einen unendlich kleinen geschlossenen Strom setzen. Da wir aber den geschlossenen Strom aus solchen kleinen Strömen zusammensetzen können, so wird auch durch die Wechselwirkung zweier geschlossener Ströme nie eine Rotation des einen oder anderen derselben eintreten können.

Da ein galvanischer Strom nur in einem geschlossenen Stromkreise entstehen kann, so würde auf diese Weise niemals eine Rotation des Stromes um einen Magnet oder eines Magnets um einen Stromleiter stattfinden können, wenn man nicht einen Theil der Stromesbahn unveränderlich mit dem Magnet verbindet und ihre Verbindung mit den übrigen Theilen der Leitung durch Quecksilberrinnen und Quecksilberpföpfe oder Federn herstellt, welche gegen die Peripherie von Metallplatten gleiten u. s. f.

Dann ist die drehende Wechselwirkung des mit dem Magnet fest verbundenen Theils der Stromesbahn und des Magnets selbst Null, und es bleibt nur die Wirkung der nicht fest mit dem Magnet verbundenen Theile des Stromes.

Bei der Rotation eines Magnets durch einen Strom wird also bei jeder Umdrehung der eine Pol des Magnetes durch die Bahn des geschlossenen Stromes hindurchgehen müssen.

120 Liegt der eine Endpunkt F des beweglichen Stromtheils in der Axe des vertical gestellten Magnets, wie z. B. in Fig. 82, der andere G ausser der Axe, so ist $\angle \varphi = \varphi_1 = 0$, also bleibt das Drehungsmoment, welches der Magnet auf denselben ausübt,

$$\mathcal{A} = -\mu i (\cos \gamma - \cos \gamma_1).$$

Rückt der Endpunkt G des Leiters FG allmählich bei gleichem Abstände von der Axe des Magnets weiter herunter, so wächst die Differenz der beiden Cosinus, bis der Endpunkt G in die Horizontalebene des Poles A fällt und $\angle \gamma = 90^\circ$, $\cos \gamma = 0$ wird. Dann ist das Drehungsmoment, wenn in dieser Lage $\angle \gamma_1 = \gamma_{1a}$ ist,

$$\mathcal{A}_a = +\mu i \cos \gamma_{1a}.$$

Sinkt der Punkt G noch weiter herab, so wird $\angle \gamma > 90^\circ$, also $\cos \gamma$ negativ. Wenn G sich auf halber Höhe zwischen den Polen N und S befindet, so ist $\cos \gamma = -\cos \gamma_h$, also, wenn der Werth von γ jetzt γ_m ist,

$$\mathcal{A}_m = 2\mu i \cos \gamma_m.$$

Dies ist der Maximumwerth des Drehungsmomentes. Sinkt G noch weiter bis auf die Höhe von Pol S herab, so ist $\angle \gamma_1 = 90^\circ$ und $\cos \gamma_1 = 0$, dagegen ist $\angle \gamma = 180^\circ - \gamma_{1a}$, also das Drehungsmoment

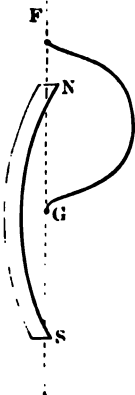
$$\mathcal{A}_s = +\mu i \cos \gamma_{1a}.$$

Das Drehungsmoment ist also dasselbe, wie wenn der Punkt G in gleichen Niveau mit dem anderen Pol N sich befindet. Bei weiterem Hinabrücken von Punkt G vermindert sich das Drehungsmoment immer mehr.

Die Richtung der Rotation bestimmt sich, wie oben, immer durch das Vorzeichen \mathcal{A} .

Das auf den Magnet von dem Stromtheile FG ausgeübte Drehungsmoment ist in allen Fällen durch $-\mathcal{A}$ dargestellt. Der Magnet rotirt also in entgegengesetzter Richtung, wie der Stromleiter.

Fig. 84.



Liegen die Endpunkte F und G beide in der Axe des Magnetes, z. B. der eine F über Pol N , der andere G unter Pol S , so ist $\varphi = \varphi_1 = 0$ und $\gamma = \gamma_1 = 180^\circ$, also $\mathcal{A} = 0$. Liegen beide über dem Pol N , so ist $\varphi = \varphi_1 = \gamma = \gamma_1 = 0$ und wiederum $\mathcal{A} = 0$. In diesen Fällen ist also keine Drehung des beweglichen Stromtheils und Magnetes möglich.

Endlich kann der eine Endpunkt F des beweglichen Theils der Strombahn über dem Pole N , der andere G zwischen den Polen N und S liegen. Dies ist nur möglich, wenn der Magnet wie in Fig. 84 gebogen ist. In diesem Falle ist $\varphi = \varphi_1 = 0$, $\gamma = 180^\circ$, $\gamma_1 = 0$, also $\mathcal{A} = 2\mu i$. Es dreht sich daher der Leiter GF , bis er

an den Magnet anschlägt. — Er wird dann durch die Masse des letzteren an weiterer Rotation gehindert. Indess könnte er auch, selbst wenn er die Masse des Magnetes durchbrechen könnte, seine Rotation nicht dauernd fortsetzen. Denn denken wir uns den Magnet aus Molecularmagneten zusammengesetzt, deren Axen der Axe des Magnetes parallel sind, welche gleich stark magnetisch sind und sich in sehr geringen Abständen von einander befinden, so werden für jede grössere Entfernung die Wirkungen der neben einander liegenden entgegengesetzten Pole zweier benachbarter Molecularmagnete sich aufheben, und nur die Wirkungen der äusseren Pole N und S der letzten Molecularmagnete übrig bleiben. Tritt der Leiter FG aber zwischen die Molecularmagnete in den Magnet hinein, so würde ihm jetzt von oben ein mit N ungleichnamiger, von unten ein mit S ungleichnamiger Pol des benachbarten Molecularmagnetes gegenüberstehen, und da beide aus allernächster Nähe viel stärker als N und S wirkten, so erhielte hierdurch der Leiter eine der ursprünglichen entgegengesetzte Rotation.

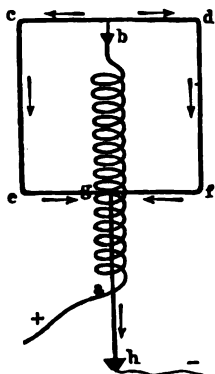
Zugleich ist ersichtlich, dass, je näher sich der Punkt G an der Axe des Magnetes befindet, desto grösser auch $\cos \gamma_m$ wird. Die Schnelligkeit der Rotation wird also mit Annäherung des Punktes G an den Magnet zunehmen. Man kann dies nachweisen, wenn man bei dem §. 123 beschriebenen Apparat eine recht breite Quecksilberrinne verwendet und verschiedene Leiter zu derselben führt.

Liegt der Punkt G sehr weit von dem vertical gestellten Magnet, 121 so wird $\gamma = \gamma_1 = 90^\circ$, also $\mathcal{A} = 0$. Ist der Leiter fest, so rotirt jetzt der Magnet nicht. In der That, denkt man sich den Leiter in diesem Fall von dem Punkt G in weitem Bogen zu einem über dem Magnet gelegenen Punkt seiner Axe geführt, und von da vertical zum Pol des Magnetes, so werden nur die diesem Pol zunächst liegenden vertical über ihm befindlichen Theile des Leiters auf ihn einwirken. Besteht der Magnet nur aus einer verticalen Reihe von Molecularmagneten, und denkt man sich dieselben durch horizontale, in sich geschlossene Ströme ersetzt, so wird ein verticaler Strom, der die ganzen Ebenen dieser Ströme durchfließt, sie nicht in Rotation versetzen können.

Haben wir einen Magnet von grösseren Querdimensionen, in dessen Axe von oben der Strom eintritt, so kann man denselben als aus vielen linearen Magneten bestehend ansehen. Der mit der Axe zusammenfallende Magnet rotirt nicht, wohl aber die ausser derselben liegenden, indem für sie der Strom nicht gerade in ihrer Axe fließt. — Wollten wir den Magnet durch grössere geschlossene Ströme ersetzen, die ihn auf der ganzen Peripherie umkreisen, so würde auch so keine Rotation eintreten. Diese Vorstellung von der Natur des Magnetes, welche man zu der ersten Zeit der elektrodynamischen Betrachtung seiner Eigenschaften hegte, ist deshalb für genauere Untersuchungen nicht beizubehalten.

- 122 Da die Wirkung eines Solenoides auf ein Stromelement nach Betrachtungen der §. 106 u. figde. vollständig mit der eines Magnets übereinstimmt (abgesehen von der Lage der Pole, vergl. §. 64), so man in allen demnächst zu beschreibenden Versuchen die Magnete durch eng gewundene Spiralen von übersponnenem Kupferdrath ersetzen durch die man einen Strom in der einen oder anderen Richtung durch sie hindurchläßt. Man erhält dann dieselben Rotationen. — Ampère¹⁾ hat diese Art auch insofern nachgewiesen, als wenn sich ein beweglicher Leiter

Fig. 85.



Einfluss eines Solenoides befindet, am Ende beide in der Axe des letzteren, keine Rotation desselben stattfindet. Dem Zwecke wurde der eine Pol eines Magnets mit dem einen Ende *a*, Fig. 85, einer axialen, eng gewundenen Drahtspirale verbunden, die oben einen Quecksilbernapf *b* trug. In dem Napf hing ein Leiter *cd* von dessen unterer Seite aus ein Draht durch das Innere der Spirale zu einer Nabe unter ihr befindlichen Quecksilbernapf *h* führte. Dieser Napf wurde mit dem einen Pol der Säule verbunden. Die Rotation änderte sich die Lage des beweglichen Leiters *cd* nicht, da die Verbindungen *b* und *h* desselben mit den festen Enden der Leitung sich in der Axe der, ein Solenoid darstellenden Spirale befinden.

Wir betrachten jetzt in einzelnen Fällen die Rotationen von Solenoiden und Magneten um einander.

B. Rotation eines Stromesleiters um einen Magnet.

- 123 Der erste Rotationsapparat dieser Art ist von Faraday²⁾ angegeben worden. Eine einfache Form desselben ist folgende: Eine Glasröhre Fig. 86, ist oben und unten durch Korke verschlossen. Durch den unteren Kork ist ein Magnetstab *ns* gesteckt. Auf denselben wird Quecksilber gegossen, welches entweder durch den Magnet selbst oder besser durch einen besonderen, in den Kork gesteckten Draht mit dem einen Pol einer Säule verbunden ist. Der obere Kork trägt einen Platindrath, in welchem mittelst eines Hakens ein zweiter Platindrath gehängt ist, der in Quecksilber eintaucht.

¹⁾ Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXIX, p. 373. 1829*. — Ann. de Phys. T. XVIII, p. 337*; Gilb. Ann. Bd. LXXI, 124*; Bd. LXXIII, S. 113

Verbindet man nun noch den oberen Drath mit dem anderen Pol der Säule, so rotirt der Drath in der einen oder anderen Richtung um

Fig. 86.

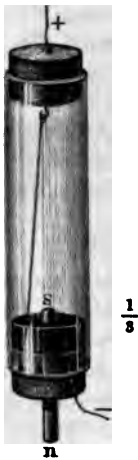
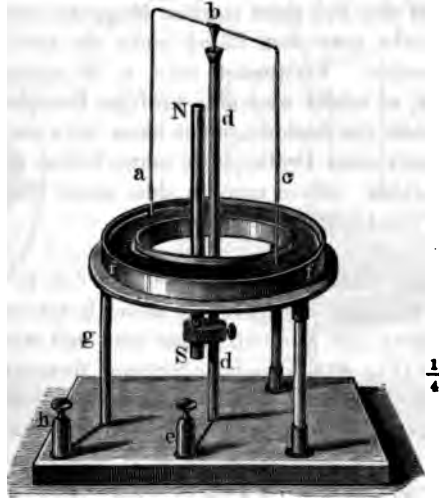


Fig. 87.



an Magnetpol. Man kann hierbei die Schwere des Drathes, welche denselben stets vertical zu stellen strebt und gegen den Magnet drückt, durch verringern, dass man unten auf denselben ein Stückchen Kork schiebt, mit dem er auf dem Quecksilber schwimmt.

Gewöhnlich wird dieser Apparat ganz analog dem §. 9 beschrieben, z. B. in folgender Weise construirt: Ein Bügel von Kupfer mit Stahlspitzen *abc*, Fig. 87, schwebt vermittelst einer Stahlspitze in einem stählernen Quecksilbernapfchen, welches auf den Metallstab *d* aufgesetzt ist, der mit der Klemmschraube *e* verbunden ist. Die unteren Enden des Bügels tauchen in eine mit Quecksilber oder saurem Wasser gefüllte kupferne Rinne *f*, die durch den Metallstab *g* mit der Klemmschraube *h* verbunden ist. Vermittelst einer Fassung lässt sich ein Magnetstab *NS* an dem Stab *d* auf- und niederschieben. Werden die Klemmen *h* und *e* mit den Polen der Säule verbunden, so rotirt der Bügel etc.

Häufig ersetzt man den Metallstab *dd* direct durch einen Magnetstab, der oben ein Quecksilbernapfchen trägt, und den man unten mit der Klemmschraube *e* verbindet. Diese Einrichtung ist unzweckmässig, da bei öfterem Wechsel der Richtung der durch den Magnet geleiteten Ströme, namentlich wenn ihre Intensität etwas bedeutender ist, der Magnet seinen Magnetismus zum grössten Theil verliert.

Man hat bei diesen Versuchen nicht nöthig, ein besonderes galvanisches Element zur Erzeugung des Stromes im Bügel zu verwenden. Man

kann wiederum den §. 9 beschriebenen Apparat verwenden, die Drathspirale entfernen, und von unten oder von der Seite einen oder mehrere Magnete mit ihren gleichnamigen Polen dem Gefäss nähern oder dasselbe nur auf den Pol eines starken Magnetes setzen¹⁾).

Giebt man dem Bügel mehr als zwei Arme, so wird die Rotation energischer. Verwendet man z. B. nach Barlow²⁾ eine Glocke von Kupfer, so erhält man eine kräftige Rotation.

Statt des Stahlmagnetes kann man stets einen Elektromagnet, d. i. einen mit einer Drathspirale umwickelten Eisenstab verwenden, den man magnetisirt, indem man in dem einen oder anderen Sinne einen Strom durch die Drathspirale leitet³⁾).

123 Man kann, auch abgesehen von den in §. 120 angestellten genaueren Betrachtungen, die Richtung dieser Rotation leicht annähernd übersehen, wenn man sich vorstellt, dass man mit den in den Armen *a* und *c* des Bügels (Fig. 87) fliessenden Strömen fortschwimmt und dabei den Magnet ansieht. Der obere Pol desselben, der sich in grösserer Nähe der Arme befindet, als der untere Pol, also auch stärker auf die Ströme in denselben wirkt, würde, wenn z. B. der Strom in den Armen von unten nach oben fliesst, im Fall er ein Nordpol ist, nach links abgelenkt werden. Blickt man also, im Magnet aufrecht stehend, die Arme *a* und *c* an, so werden sie nach rechts getrieben, also von oben gesehen, in der Richtung des Laufes des Uhrzeigers rotiren. Umkehrung der Stellung des Magnetes oder der Stromesrichtung im Bügel bewirkt auch eine Umkehrung der Richtung der Rotation.

Wenn wir den Magnetstab, Fig. 87, allmählich von unten in den inneren Raum des Bügels *abc* hinaufschieben, so tritt die Wirkung der unteren Theile des Magnetes auf den Bügel, welche der oberen entgegengesetzt ist, mehr hervor. Aus den Betrachtungen des §. 120 folgt, dass das von dem Magnet auf den Bügel ausgeübte Drehungsmoment ein Maximum erreicht, wenn die unteren Enden des Bügels sich auf halber Höhe des Magnetes befinden, und dass sich bei weiterem Heben des letzteren die Rotation vermindert.

126 Man kann daher nach Sturgeon⁴⁾ die Wirkung des Magnetes *NE*, Fig. 88, verstärken, indem man auf demselben einen Quecksilbernapf *abc* befestigt, und darin einen Drathring *cdefg* schweben lässt, dessen untere Enden *e* und *f* in eine auf den Magnet aufgeschobene Quecksilberrinne

¹⁾ Vergl. Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 60. 1822*; Giltb. Ann. Bd. LXXI, S. 172*. — ²⁾ Barlow, Essay p. 274. London 1823. — ³⁾ Sturgeon, Phil. Magazine and Annals Vol. XI, p. 194; Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 632. 1832*. — Man hat viele ähnliche Apparate wie die beschriebenen construirt, welche indess ganz auf denselben Principe beruhen und in complicirter Form nichts Neues lehren. S. u. A. Barlow, loc. cit.; Marsh, Edinb. Mag. June 1822; Giltb. Ann. Bd. LXXII, S. 723. 1822*. Ritchie, Phil. Trans. 1832, Vol. II, p. 294*; Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 555* u. Andere. — ⁴⁾ Sturgeon, Ann. of El. Vol. VIII, p. 81; Phil. Mag. Sept. 1823.

ntauchen. Der Ring trägt bei *d* und *g* zwei horizontale Metallstäbe, die eine kupferne Rinne *h* gelöthet ist. Diese ist mit saurem Wasser

Fig. 88.

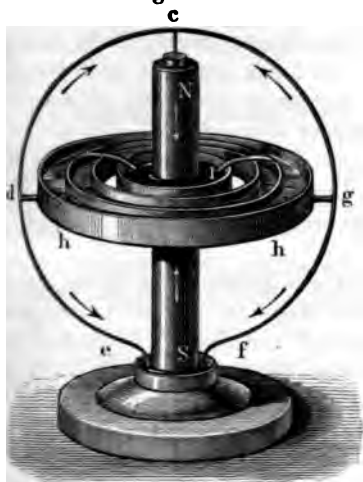
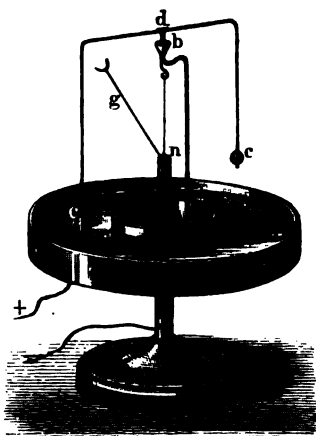


Fig. 89.



gefüllt, und auf einigen isolirenden Glasplättchen ein Ring von amal-
mirtem Zinkblech hineingesetzt, von dem zwei Dräthe in eine zweite, auf
n Magnet aufgeschobene Quecksilberrinne *l* eintauchen. Es bildet sich
ein galvanischer Strom, welcher den Apparat in der Richtung der Pfeile
rehfließt, also sowohl zu den über, als auch zu den unter dem Magnet
legenden Punkten des Ringes *cdefg* von den der halben Höhe des Magnetes
sprechenden Punkten *d* und *g* desselben strömt. Hierdurch rotiren
e beiden Hälften *cdg* und *defg* des Ringes in gleichem Sinne und zwar
it dem Maximum ihrer Rotationsgeschwindigkeit, so dass der ganze
ng sich sehr kräftig dreht.

Durch eine sinnreiche Abänderung des in §. 123 beschriebenen Ap- 127
rates hat Ampère¹⁾ den oben §. 119 ausgesprochenen Satz bestätigt,
es durch einen geschlossenen Strom, von dem kein Theil mit einem
agnet fest verbunden ist, keine Rotation des letzteren erzeugt werden
ann, zugleich aber doch eine Rotation eines Theiles der Stromesleitung
auffinden kann, wenn die beiden Enden derselben nicht zugleich in der
ta des Magnetes liegen.

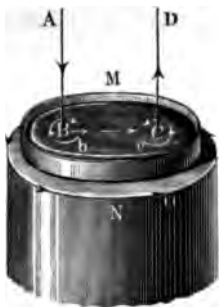
Die beiden Pole einer Säule werden mit der mit verdünnter Säure ge-
üllten metallenen Rinne *ff*, Fig. 89, und dem metallenen Stativ *ab* verbun-
en, welches oben einen Quecksilbernapf *b* trägt. In den Quecksilbernapf ist
er Drath *cde* eingehängt, der bei *e* mittelst einer breiteren Metallplatte
in das saure Wasser der Rinne *f* eintaucht. An dem Stativ *b* hängt an

¹⁾ Ampère, Théorie p. 345*.

einem Faden der Magnet ns , dessen oberes Ende den Drath g trägt. Unter diesen Verhältnissen kann der Magnet ns nicht rotiren, da er unter dem Einflusse des ganz ausser ihm befindlichen, geschlossenen Stromkreises $abdef$ steht. Wohl aber rotirt der Bügel def , da seine Endpunkte d und f nicht beide in der Axe des Magnetes ns liegen. Hakt man nun den Drath g in den Bügel def ein, so wird sich jetzt mit letzterem aus der Magnet herumdrehen, bis der Drath ng an das Stativ ab anschlägt da nun der Drath edc fest mit dem Magnet verbunden ist, also der Stro in ihm nicht auf denselben wirken kann. Es bleibt dann nur die Wirkung des nicht mit ihm verbundenen Theiles des Stromkreises, der Säul der Rinne f und des Drathes ab übrig, welche die Rotation bedingt.

- 128 Auch Flüssigkeiten, durch welche ein galvanischer Strom geleitet wird, können unter dem Einfluss eines Magnetes in elektromagnetischer Rotation versetzt werden, wie dies zuerst von Davy¹⁾ beobachtet worden ist. — Senkt man in eine mit Quecksilber gefüllte Schale die beiden Leitungsdräthe einer Batterie und nähert ihr von unten den einen Pol eines Magnetstabes, so rotirt das Quecksilber um beide Leitungsdräthe in entgegengesetzter Richtung. Ist z. B. der von unten genäherte Pol ein Nordpol N , Fig. 90, so rotirt das Quecksilber um den positiven Pol drath AB in der Richtung der Bewegung der Uhrzeiger, um den negativen Pol drath DC entgegengesetzter Richtung.

Fig. 90.



Man kann leicht annähernd die Richtung dieser Rotation bestimmen, wenn man sich den Magnetpol durch einen Kreisstrom MO ersetzt denkt. Alle vom Strom durchflossenen, zwischen B und C liegenden Quecksilbertheile werden sich nach der Seite O des Magnets hin begeben, und von der Seite M fliehen. Indem sie stets durch neue Quecksilbertheile ersetzt werden, welche der gleichen Wirkung unterliegen, kommen sie in eine Rotation, deren Richtung durch die Pfeile b und c angedeutet ist.

- 129 Senkt man dicht an den Rand und in die Mitte einer auf den einen Pol eines geradlinigen Elektromagnetes gestellten, mit Quecksilber gefüllten Schale zwei Eisen- oder Platindräthe nur mit ihren äussersten Enden ein, so überwiegt in Folge der Reibungswiderstände an den Seiten die Rotation um den centralen Drath; nur findet sie mit wachsendem Abstande von demselben mit abnehmender Winkelgeschwindigkeit statt.

In Folge der Centrifugalkraft wird hierbei die Oberfläche des Quecksilbers in der Mitte vertieft; es tritt dadurch der Leitungsdrath daselbst

¹⁾ Davy, Phil. Trans. 1823. p. 153; Ann. de Chim. et de Phys. T. XXV, p. 6

dem Quecksilber heraus und der Strom wird unterbrochen. Bald mindert sich nun durch die Reibungswiderstände die Rotationsgeschwindigkeit, das Quecksilber hebt sich in der Mitte wieder bis zum mittleren Leitungsdrath, der Strom wird geschlossen, und die Rotation beginnt von Neuem. Hierbei bemerkt man indess nie einen Schliessungsstaken¹⁾.

Hat man den mittleren Drath tiefer in das Quecksilber gesenkt, so steht die Rotation um denselben eine Zeit lang fort, bald wird sie aber langsamer und hört an der Oberfläche des Quecksilbers auf, während sie in Inneren desselben noch fort dauert, wie eine wellige Kräuselung der Oberfläche leicht erkennen lässt. Selbst durch Ströme von grösserer Intensität, als der zuerst angewandten, lässt sich dann die Rotation auf der Oberfläche nicht wieder hervorrufen.

Wird aber das Quecksilber aus der Schale entfernt, tüchtig geschüttelt und wieder hineingegossen, so beginnt die Rotation für einige Zeit von Neuem.

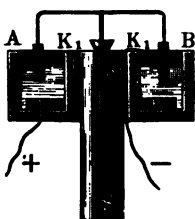
Lässt man das Quecksilber einige Zeit in der Schale an der Luft stehen, ehe man den Strom hindurchleitet, so zeigt es nachher gleichfalls die Rotation viel schwächer oder gar nicht. Die Verlangsamung der Rotation ist also durchaus nicht direct von dem Hindurchleiten des Stromes durch das Quecksilber bedingt; sondern dieselbe beruht in rein äusserlichen Ursachen. Unter Mandelöl, Terpentinöl, Schwefelkohlenstoff, Aether, Alkohol und ausgekochtem oder lufthaltigem Wasser kommt die Oberfläche des Quecksilbers gar nicht in Rotation. Enthält das Wasser Spuren von Salz oder Säure, so rotirt sie. Ammoniakflüssigkeit lässt die Rotation wenigstens für kurze Zeit zu. Wird die Schale voll Quecksilber mit einer Glasplatte bedeckt, und durch zwei Oeffnungen über dem Niveau des Quecksilbers mit verschiedenen Gasen gefüllt, so zeigt sich Terpentinöl-, Alkohol- oder Schwefelkohlenstoffdampf, auch Wasserdampf, Kohlensäure, Wasserstoff unwirksam; die Rotation bleibt in ihnen bestehen, tritt aber auch darin nicht ein, wenn das Quecksilber in der Luft die Beweglichkeit verloren hat. Noch stärker findet dies in Vacuo statt. — Dagegen ertödtet Ammoniakgas und Phosphordampf, und vor Allem Dampf von Schwefeläther sehr schnell die Beweglichkeit der Quecksilberoberfläche. — Dämpfe von Salzsäure, Salpetersäure, Essigsäure ertheilen der in der Luft oder in den letzteren Gasen unbeweglich gewordenen Oberfläche schnell ihre Beweglichkeit wieder.

Es scheint also die Bildung einer für das Auge unsichtbaren, sehr dünnen Oxyd- oder Oxydulschicht die Unbeweglichkeit der Quecksilberoberfläche und das Aufhören der elektromagnetischen Rotation zu bedingen. Diese Wirkung des Oxydes im Quecksilber ist auch schon durch andere Versuche bekannt.

¹⁾ Poggendorff, Pogg. Ann. LXXVII, S. 1. 1849*.

- 130 Dass auch elektrolytisch zersetzbare Flüssigkeiten durch den Magnet in Rotation versetzt werden können, zeigt folgender von Ritchie¹ angegebener Versuch: In eine kreisförmige Rinne *AB* (Fig. 91) von Holz oder Glas wird (schwefelsaures) Wasser gegossen. Auf dem Boden derselben liegt ein Kupferring *K*, der mit dem einen Pol der Säule verbunden ist. An dem oberen Rand der Rinne ist ein zweiter kupferner mit dem anderen Pol der Säule verbundener Ring *K₁* befestigt, der in

Fig. 91.

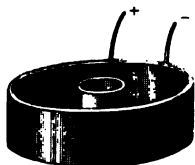


das Wasser eintaucht. Steckt man den Magneten *NS* mit seinem einen Pol in den inneren Rand der Rinne, so rotirt das Wasser. Man kann diese Rotation auffälliger machen, wenn man in das Wasser zwei kleine Flügel einsenkt, welche an einen leichten, auf einer Spitze beweglichen Holzarm befestigt sind. Wenn das Wasser rotirt, so reisst es die Flügel mit dem Holzarm mit sich fort.

Bei diesem Versuch durchfliesst der Strom die Flüssigkeit wesentlich in einer der Axe des Magneten parallelen, verticalen Richtung. Die Richtung der Rotation ist also ganz dieselbe, wie die des Metallbügels bei der §. 123 bis 125 beschriebenen Rotation.

- 131 Will man die Rotation der Flüssigkeit untersuchen, während sie von radial gerichteten, horizontalen, auf der Magnetaxe normalen Strömen durchflossen ist, so kann man sich einer Rinne voll Quecksilber oder Kupfervitriollösung, Fig. 92, bedienen

Fig. 92.



durch welche man vermittelt zwei concentrischer kreisförmiger Elektroden einen Strom in radialer Richtung leitet. Steckt man durch ihre Mitte von unten einen Magnet, z. B. den Nordpol, hindurch, so rotirt

Quecksilber zuerst in der einen Richtung; bei allmählichem Heben des Magneten kehrt sich dann die Rotationsrichtung zweimal um, so dass sie, wenn sich der Südpol des Magnetes über der Rinne befindet, die gleiche wie im Anfang des Versuches²).

Die Richtung der Rotation und die Stellen der Umkehrung der Rotationsrichtung ergeben sich aus den Betrachtungen §. 117, 2.

Dieselben Versuche könnte man auch anstellen, wenn man den Magnet durch eine auf eine Glasröhre gewickelte enge Drathspirale ersetzen deren Enden man zusammengewunden durch die Axe der Glasröhre leitet und mit den Polen der Säule verbindet. — Die Drathspirale stellt die

¹) Vergl. Schweigger, Schweigg. Journ. Bd. XLVIII, S. 344. 1826*; Fechner, Schweigg. Journ. Bd. LVII, S. 15. 1829*; Ritchie, Phil. Trans. 1832. Vol. II, p. 23. Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 552*. — ²) Poggendorff, l. c., auch Bertin, Ann. Chim. et Phys. [4] T. XVI, p. 74. 1869*.

ein Solenoid dar, welches sich von dem Magnet nur dadurch unterscheidet, dass seine Pole mit seinen Endflächen zusammenfallen, während die Pole des Magnetes mehr im Inneren desselben liegen.

Wäre die Spirale sehr kurz, oder bestände sie nur aus einem einzigen kleinen Drathkreise, der vom Strom durchflossen wäre, so würde man ebenfalls die Umkehrungen der Rotationsrichtung aus den am Ende des §. 117 u. 118 angegebenen Formeln finden. Da nun jeder grössere geschlossene Stromkreis in viele kleine Stromkreise zerlegt werden kann, deren jeder wiederum durch einen kleinen Magnet zu ersetzen ist, so ergibt sich auch schon ohne Ausführung der Rechnung, dass ein flüssiges Element, welches parallel der Ebene eines grösseren Kreisstromes um die Axe desselben rotiren kann, in verschiedenen Höhen über und unter demselben Umkehrungen der Rotationsrichtung zeigen kann, und dass diese auch bei Anwendung einer weiteren Drathspirale von mehreren Windungen auftreten können. — Eine vollständige Ausführung der Rechnung bietet mathematische Schwierigkeiten und hat kein besonderes Interesse, da die Grundprincipien der betrachteten Rotationen durch die einfacheren Versuche völlig festgestellt sind ¹⁾.

Einen zweckmässigen Apparat zur Anstellung dieser Versuche hat Bertin ²⁾ angegeben.

V ist ein gläsernes, ringförmiges Gefäss, welches Wasser enthält, dem $\frac{1}{30}$ Schwefelsäure und $\frac{1}{30}$ Salpetersäure zugesetzt ist. e und i sind ringförmige, durch die Kupferdräthe und Metallstative E und I mit einem Gyrotrop verbundene Elektroden. Das ringförmige Gefäss enthält im Inneren den Elektromagnet H (oder eine Drathspirale) und ist aussen von der Spirale G umgeben. Die Leitungsdräthe des Elektromagnets enden in den Klemmen C und D , die der Spirale in den Metallsäulen S und S' . Der Elektromagnet H steht auf einem Brett, welches mittelst der Schrauben K auf den Ständern I und E gehoben oder gesenkt werden kann. Verbindet man den negativen Pol der Säule mit dem passend gestellten Gyrotrop, den positiven entweder mit Klemme A oder C , so geht der Strom entweder nur durch die Spirale G oder nur um den Elektromagnet und durch die Flüssigkeit, welche je nach der Stromesrichtung und je nach der Hebung und Senkung des Elektromagnetes in verschiedenem Sinne rotirt. Auf der Flüssigkeit lässt man Korkscheiben schwimmen, welche mit Russ von verbrennendem Terpentin geschwärzt sind und kleine Papierfahnen tragen, um die Richtung der Rotation besser zu erkennen.

Ueber die Richtung dieser Rotation und die Orte, an denen sie sich umkehrt, haben wir §. 117 u. 118 das Erforderliche gesagt.

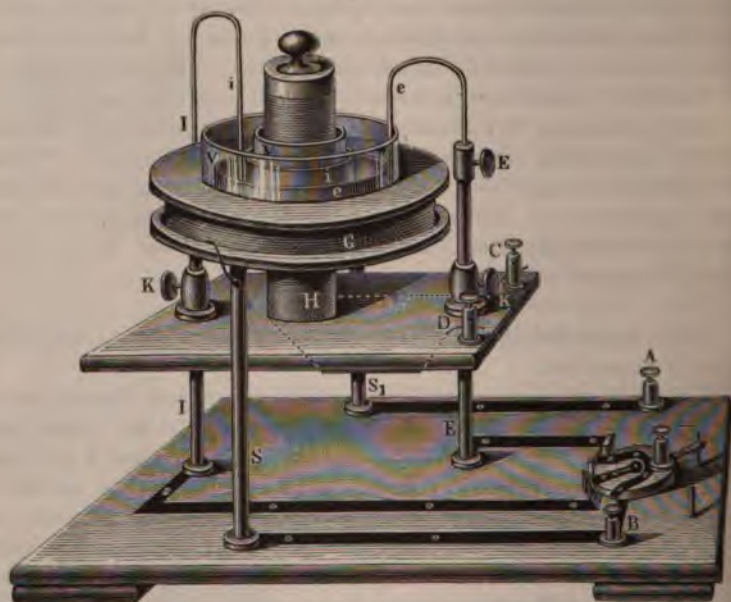
Man kann auch ohne Schwierigkeit den Strom zugleich durch die Spirale G und um den Elektromagnet H leiten und so beide zusammen

¹⁾ Vergl. Bertin l. c. — ²⁾ Bertin, Nouv. Opuscules. Mém. de la société des sciences naturelles de Strasbourg. Vol. VI, p. 47. 1865*.

wirken lassen, wenn man den positiven Pol der Säule mit *C*, sodann *D* und *A* und den negativen Pol der Säule mit *B* verbindet. Ein Umschalter zwischen *A* und *B* gestattet eventuell auch, die Stromesrichtung in der rotirenden Flüssigkeit umzukehren u. s. f.

Nach Poggendorff (l. c.) zeigen auch Lösungen von Kupfervitriol und verdünnte Schwefelsäure die elektromagnetische Rotation wie Queck-

Fig. 93.



silber, namentlich, wenn man ihre Oberfläche mit Lycopodiumpulver bestreut. Die Rotationsgeschwindigkeit vermindert sich bei diesen Lösungen nicht an der Luft.

Diese elektromagnetische Rotation bemerkt man auch recht gut an einem Voltmeter, welches aus einem mit verdünnter Schwefelsäure gefüllten Glascylinder besteht, durch dessen Boden zwei kurze Platindrähte als Elektroden in das Innere des Cylinders geführt sind. Setzt man das Voltmeter zwischen die Pole eines starken Elektromagnetes, so dass sich die Elektroden in der Ebene der Pole befinden, so rotirt die Flüssigkeit, und mit ihr der von den Elektroden sich erhebende Gasstrom. Stehen die Elektroden in der gegen die Verbindungslinie der Pole senkrechten Ebene, so gehen die Gasströme je nach der Richtung des Stromes im Voltmeter in dieser Ebene zu einander hin oder fließen von einander. Die Erklärung dieser Bewegungen ergibt sich unmittelbar aus der Be-

richtung der Rotationen, welche den einzelnen Theilen der vom Strom durchflossenen, im Voltameter befindlichen Flüssigkeit erteilt werden¹⁾.

Auf eine eigenthümliche Art hat Wartmann²⁾ diese Rotationen beobachtet. Senkt man einen magnetischen Eisencylinder oder zwei an je einen Schenkel eines Hufeisenmagnetes gehängte Eisenstäbe in eine Lösung von Kupfervitriol, die in ein Glasgefäss gegossen ist, und in der Flocken von Kupferoxydhydrat (durch Zusatz einiger Tropfen von Kalilauge) umherschweben, so schlägt sich Kupfer auf den Eisenstäben nieder. Die hierbei gebildeten galvanischen Ströme durchfliessen die, die magnetischen Stäbe umgebende Lösung, und dieselbe geräth deshalb, wie leicht erklärlich, in Rotation.

Von Interesse sind ferner die Rotationen von Flüssigkeiten in hohen Magneten. 133

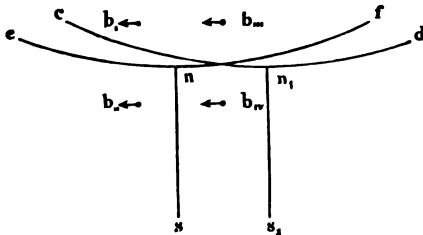
Am einfachsten gestalten sich diese Rotationen bei Anwendung magnetisirter Stahlröhren. Auf diese Weise verwendete de la Rive³⁾ einen hohen Magnet von hartem Stahl von 10 Centimeter Länge, dessen innerer und äusserer Durchmesser 5 und 7 Millimeter betrug. Ueber den Stahlcylinder schiebt man mittelst eines durchbohrten Korkes einen Glascylinder und in den Stahlcylinder steckt man einen Stempel von Holz. Füllt man nun den äusseren Glascylinder und den Raum über dem Stempel im Stahlcylinder mit Quecksilber, und leitet von der Mitte des Quecksilbers nach der äusseren Peripherie desselben einen Strom, so rotirt das Quecksilber ausserhalb im entgegengesetzten Sinne, wie innen, wenn sich dasselbe auf dem obersten Ende des Stahlcylinders befindet. Die Richtung dieser Rotation ändert sich in dem den Magnet umgebenden Quecksilber nicht, wenn man es mit dem Glascylinder allmählich auf tiefer liegende Stellen des Magnetes schiebt. Senkt man aber den Stempel mit dem im Inneren des Magnetes befindlichen Quecksilber allmählich, so hört die Rotation erst auf und kehrt sich dann um, so dass sie nun aussen und innen gleichgerichtet ist.

Die Erscheinungen dieser Rotation erklären sich aus der Betrachtung, dass man das magnetisirte Stahlrohr aus einzelnen magnetischen Linienfasern bestehend ansehen kann. Nehmen wir nur zwei solche Fasern ns und n_1s_1 , Fig. 94 (a. f. S.), welche gerade mit dem rotirenden Element b in einer Ebene liegen. cd und ef mögen die Curven an den Stellen, in welchen der Wechsel der Rotationsrichtung eintritt, wenn das Element b nur unter dem Einflusse der einen oder nur der anderen Faser rotirte und allmählich herabgerückt wurde. Liegt das Element b

¹⁾ Jamin, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XLIII, p. 334. 1855*; Pogg. Ann. L. XCV, S. 602*. — ²⁾ Wartmann, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XIX, p. 394. 47*. — ³⁾ De la Rive, Ann. de Chim. et de Phys. T. LVI, p. 286. 1859*; Traité I, p. 248*, Vergl. auch Berthollet l. c. u. Ann. de Chim. et de Phys. T. LVIII, p. 90. 10*.

ausserhalb des Cylindermantels nsn_1s_1 , so addiren sich die Wirkungen beider Fasern ns und n_1s_1 auf das Element, so lange dasselbe unterhalb

Fig. 94.



der Curve cn und oberhalb cn_1 , z. B. in b_I oder b_{II} sich befindet. Oberhalb cn_1 wird die Rotationsrichtung entgegengesetzt sein, als unterhalb cn in b_{III} . Die Umkehrung der Rotation wird in einer zwischen cn_1 und cn gelegenen Curve eintreten. Betrachten wir nun ein Element, welches innerhalb des Cylindermantels

zwischen ns und n_1s_1 liegt, und von ns ebenso weit entfernt ist, wie b_I und b_{II} . Dasselbe liege näher an ns , als an n_1s_1 . Befindet sich dieses Element in b_{III} oder b_{IV} , oberhalb oder unterhalb beider Umkehrungscurven, so subtrahiren sich die Wirkungen von ns und n_1s_1 ; die Wirkung von ns überwiegt aber.

In dem Element fliesse der Strom wie in b_I und b_{II} von dem Centrum der Röhre zur Peripherie; dann ist jetzt die Stromesrichtung in demselben gegen die Magnetfaser ns hingerichtet, während sie in b_I und b_{II} von ihr abgewendet war. In Bezug auf die Faser selbst wird also die Rotationsrichtung in b_I und b_{III} ebenso wie in b_{II} und b_{IV} entgegengesetzt sein für einen oberhalb des Apparates aufgestellten Beobachter sich aber gleichgerichtet darstellen. Tritt nun das Element von b_{III} in den Raum zwischen den Umkehrungscurven, so hat sich die Rotationsrichtung in Bezug auf n_1s_1 schon umgekehrt, in Bezug auf ns noch nicht. Jetzt addiren sich die Wirkungen beider Fasern, und in dem zwischen den Curven gelegenen Raum rotirt das Element in demselben Sinne wie in b_{III} . Die Rotationsrichtung wechselt erst in der Curve cnf selbst. Diese Umkehrung findet also an einem etwas tiefer gelegenen Punkte statt, als die von

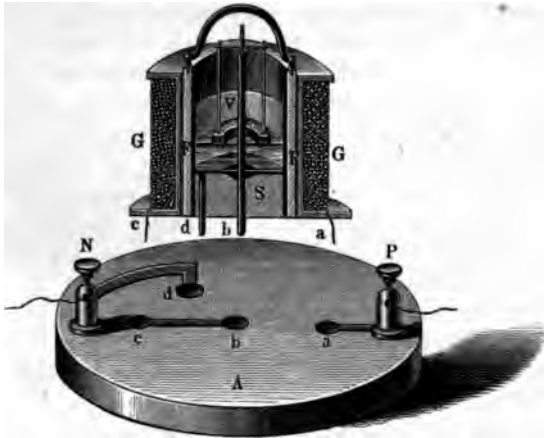
Aehnliche Betrachtungen liessen sich für die anderen Fasern der Röhre anstellen.

Da die Pole nn_1 der Fasern des magnetischen Rohres nicht unmittelbar an ihre Enden fallen, so kann hiernach die Rotation von gleich hoch innen und aussen an dem oberen Ende desselben befindlichen Quecksilberflächen, welche beide vom Centrum zur Peripherie von Strömen durchflossen sind, entgegengesetzt gerichtet erscheinen, indem sich die Rotation der äusseren Massen schon umgekehrt hat. Senkt man aber beide Quecksilberflächen gleichmässig, so wechselt dann auch später die Rotationsrichtung der inneren Quecksilbermasse, beide Rotationen werden gleichgerichtet.

135 Man kann sich bei diesen Versuchen statt des hohlen Stahlmagnets auch eines hohlen Eisencylinders bedienen, den man mit einer Drahtspirale umgiebt, durch welche man den Strom leitet.

Bertin ¹⁾ bedient sich hierzu des Fig. 95 gezeichneten Apparates. Auf dem Brett *A* sind zwei mit den Polen einer Säule von etwa vier

Fig. 95.



Prove'schen Elementen verbundene Klemmschrauben *N* und *P* befestigt, die mit den Quecksilbernäpfen *d* und *a* in Verbindung stehen. Ausserdem sind in dem Brett die mit einander verbundenen Quecksilbernäpfe *c* und *b* angebracht. In *a* und *c* tauchen die Enden der Drathspirale *G*. In diese kann der hohle Eisencylinder *F* gesenkt werden. In die Quecksilbernäpfe *d* und *b* tauchen zwei durch den Holzklötz *S* hindurchgehende Nadeln, von denen der eine mit den kupfernen Seitenwänden des auf *S* aufgesetzten ringförmigen Gefässes *V* verbunden ist, der andere durch die Mitte seines gläsernen Bodens hindurchgeht. Der Strom geht so um die Eisenröhre herum und in radialer Richtung durch die Flüssigkeit. In dem auf dem mittleren Stab mittelst einer Stahlspitze schwebender Kugel, der einen auf der Flüssigkeit ruhenden berussten Kork trägt, gestattet, ihre Rotation zu beobachten.

Bei diesen Rotationen sind die Erscheinungen zwar im Wesentlichen **136** dieselben, wie bei Anwendung eines hohlen Stahlmagnetes, indess werden sie noch complicirter, da nun gleichzeitig der Magnet und die Spirale auf die Flüssigkeitstheile wirken. Durch den Magnet würde sich in mittleren Höhen der Quecksilbermassen im Inneren und Aeusseren bei gleicher Stromesrichtung in denselben, z. B. vom Centrum zur Peripherie, die Rotation in gleicher Richtung, durch die Spirale in entgegengesetzter Richtung herstellen. Je nach dem Ueberwiegen der einen oder anderen Wirkung könnte dann die Rotation in verschiedenem oder gleichem Sinne innen und aussen stattfinden. Auch die Umkehrungserscheinungen würden

¹⁾ Bertin, l. c. p. 149. 1865*.

für beide an verschiedenen Stellen eintreten, indes überwiegt doch bei nach Bertin die Wirkung der Spirale. — Es lässt sich daher die Richtung der Rotation nicht ohne Weiteres vorhersagen, sondern sie sich in gleicher Höhe des Magnetes bei verschiedener Anordnung der Len u. s. f. ändern. Daher kann es denn auch kommen, dass de la Rive mit Ausnahme der beim Stahlcylinder beobachteten und oben erwähnten Erscheinungen, stets bemerkte, dass das ausserhalb und innerhalb des Eisenmagnetes befindliche Quecksilber in entgegengesetztem Sinne rotirt; wenn der Strom in beiden in centrifugaler oder in centripetaler Richtung floss; nach Bertin dagegen in einem aus 50 magnetisirten Stahlstäben gebildeten cylindrischen Rohr von 7 Centimeter Durchmesser und aus gusseisernen Magnet von gleichen Dimensionen das Quecksilber die gleiche Rotationsrichtung innerhalb und ausserhalb zeigte. — In einem Eisencylinder, der auf den Pol eines Elektromagnetes gestellt war, zeigte de la Rive oberhalb entgegengesetzte, unterhalb gleiche Rotationsrichtungen des inneren und äusseren Quecksilbers, welches ausserhalb stets die gleiche Rotationsrichtung bewahrte. Bertin fand dagegen die Rotationsrichtungen innerhalb und ausserhalb überall gleich. — Zwar werden sich die Resultate im Allgemeinen den oben ausgeführten Betrachtungen anschliessen, da man aber den Magnetismus durchaus nicht auf eine concentrirte Stelle denken darf, der nahe dem Ende des Rohres liegt, so werden die Resultate in diesem Fall sehr complicirt.

137 Man kann auch durch einen Magnet einen geradlinigen Leiter

Fig. 96.



seine Axe in Rotation versetzt. Ein Messingstab oder ein kurzes Röhrcchen *LM* wird unten mit einem Gewicht von Platin belastet und so in ein Gefäss mit Quecksilber eingesenkt. In dem Gefäss taucht der eine Pol *N* des Magnetes *NS*. Man verbindet den anderen Pol *N* dieses letzteren Magnetes mittelst eines Quecksilbernapfes mit dem Quecksilber im Gefäss. Da jede einzelne Längsfaser des Leiters von einem Strom durchflossen ist, so wird jede derselben von der ihr zur Seite stehenden magnetischen Längsfaser des Magnetes

¹⁾ Ampère. Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 71. 1822*; Göttinger Bd. LXXII, S. 274*.

tion versetzt werden. Durch Addition dieser Wirkungen auf die einzelnen Fasern kann der ganze Leiter in Rotation kommen.

C. Rotation eines Stromesleiters durch den Erdmagnetismus.

Wir haben schon §. 58 angedeutet, dass durch den Einfluss des Erdstromes eine Rotation eines Stromesleiters verursacht werden kann. Wir den Erdstrom durch einen sehr entfernten Magnet ersetzen können, der uns seinen Südpol zukehrt, und dessen Axe mit der Richtung der Inclination zusammenfällt, so lassen sich diese Rotationserscheinungen als der Einwirkung des Erdmagnetes auf die Stromesleiter ableiten.

Während Faraday bei seinen Untersuchungen über die elektromagnetischen Rotationen diese Rotation nicht sogleich erhielt, beobachtete sie zuerst Ampère¹⁾. Die in Fig. 14 und 15 abgebildeten Apparate zeigen schon ohne Anwendung einer Drathspirale beim Hindurchleiten starker Ströme durch die beweglich aufgehängten Leiter die Rotation durch den Erdstrom. Die Richtung derselben ist, wenn der Strom in dem Leitern von oben nach unten fließt, von West durch Süd und Ost nach Nord.

Bei Umkehrung der Stromesrichtung wechselt die Richtung der Rotation.

Ein sehr einfacher Apparat, um dieselbe nachzuweisen, ist von Faraday²⁾ angegeben. Derselbe ist ganz ebenso wie der Fig. 86 gezeichnete

Fig. 97.



Apparat construirt, nur ist der unten in demselben befindliche Magnet entfernt. Der rotirende Drath ist etwa 16—20^{cm} lang. — Zweckmässiger würde man den Drath, Fig. 97, vermittelst einer an einem Charnier drehbaren Spitze auf ein, durch eine Klemmschraube *a* mit dem einen Pol der Säule verbundenes, höher oder niedriger zu stellendes metallenes

ativ aufsetzen, welches oben ein Quecksilbernäpfchen trägt, und den Drath durch ein Gegengewicht balanciren. Unten lässt man den Drath in ein Gefäss voll Quecksilber tauchen, welches durch die Klemmschraube *b* mit dem anderen Pol der Säule verbunden ist.

¹⁾ Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XVIII, p. 331. 1821*. — ²⁾ Faraday, l. c.

139 Bei diesem Apparat zeigen sich eigenthümliche Erscheinungen nachdem der Drath steiler oder weniger steil gegen den Horizont geneigt ist. Ist der Drath sehr flach gestellt, so dass er einen recht spitzen Winkel mit dem Horizont macht, so geräth er in eine constanten Lage. Ist der Drath in dem Inclinationswinkel gegen den Horizont geneigt, so stellt er sich in der Ebene der magnetischen Inclination eine stabile Gleichgewichtslage ein, denn in dieser steht er auf der Linie des Erdstromes senkrecht und erhält daher keinen Bewegungsantrieb. Ist der Drath gegen den Horizont noch steiler gestellt, so hat er keine stabile und eine labile Gleichgewichtslage, in welchen er gleichviel rechts oder links von seiner nördlichsten Lage absteht.

Zur Erklärung dieser Erscheinungen wollen wir zuerst das Drehmoment berechnen, welches der Erdmagnetismus einem Stromelemente ertheilt, welches in einer Verticalebene ABC liegt und in einem Winkel gegen die Horizontalebene geneigt ist ¹⁾. Der Abstand des Elementes von der verticalen Drehungsaxe AB sei ρ .

Fällt die Ebene ABC mit der Ebene des magnetischen Meridians zusammen (Fig. 98), ist gs die Richtung der erdmagnetischen Kraft mit dem Horizont den Winkel $CKg = i$ macht, so können wir das

Fig. 98.

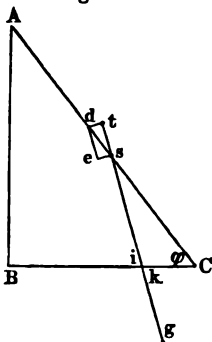
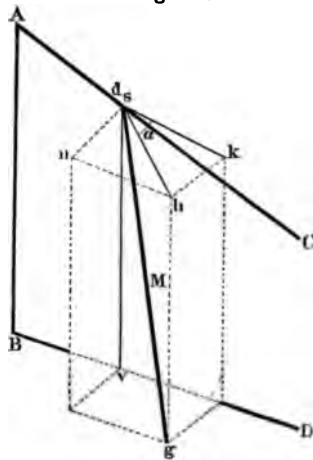


Fig. 99.



moment in zwei Componenten st und es zerlegen, von denen die erste der Richtung gs zusammenfällt, die letztere auf ihr senkrecht steht. Die Componente es ist aber

$$es = ds \cdot \cos dsc = ds \cdot \sin (i - \varphi).$$

Ist die Kraft des Erdmagnetismus gleich M , die Intensität des

¹⁾ Pohl, Gülb. Ann. Bd. LXXV, S. 284. 1823*.

Element durchfließenden Stromes gleich I , so ist die auf ds ausgeübte Kraft

$$K = \text{const } I \cdot M \cdot ds \cdot \sin(i - \varphi).$$

Dasselbe steht auf der Ebene ACB senkrecht. Die auf die Componente t ausgeübte Wirkung ist Null. Das auf ds ausgeübte Drehungsmoment D mithin

$$D = \text{const } I \cdot M \cdot \rho \cdot ds \cdot \sin(i - \varphi).$$

Ist ds ein Element eines geradlinigen Leiters AC von der Länge l , bezeichnen wir As mit s , so ist $\rho = s \cdot \cos \varphi$, also das auf den ganzen Leiter ausgeübte Drehungsmoment

$$(D) = \text{const } I \cdot M \cdot l^2 \sin(i - \varphi) \cdot \cos \varphi.$$

Das auf den Leiter ausgeübte Drehungsmoment ist also Null, wenn $i = \varphi$ ist, d. i. wenn der geradlinige Leiter mit der Richtung der erdmagnetischen Kraft zusammenfällt. Dasselbe ist ein Maximum, wenn $i - \varphi = 90^\circ$, so der Leiter auf der Richtung der erdmagnetischen Kraft senkrecht steht.

Befindet sich das Element ds in einer anderen, um den Winkel α gegen die Ebene des magnetischen Meridians ghv geneigten Verticalebene BCD (Fig. 99), so können wir die auf das Element wirkende erdmagnetische Kraft $sg = M$ in zwei Componenten zerlegen, von denen die eine sv vertical ist, die andere sh in der Horizontalebene liegt. Letztere zerlegen wir wiederum in eine Componente sk , welche in der durch ds gelegten Verticalebene liegt, und eine auf dieser Ebene normale Componente ns . Ist nun der Winkel der Inclination $gsh = i$, $hsk = \alpha$, so ist $sv = M \sin i$, $sk = M \cos i \cos \alpha$, $ns = M \cos i \sin \alpha$.

Die letztere dieser Componenten übt auf das Element ds ein in der Verticalebene ABC selbst wirkendes Drehungsmoment aus, welches mit ns unwirksam ist. Wenn ferner ds gegen die Componenten sv und sk eine Neigung $90 - \varphi$ und φ hat, so sind die von beiden Componenten ds ausgeübten Wirkungen, welche auf der Verticalebene ABC senkrecht stehen, zusammen (sie subtrahiren sich von einander):

$$W = \text{const } I \cdot M \cdot (\sin i \cos \varphi - \cos i \cos \alpha \sin \varphi) ds.$$

Ist ds wiederum das Element eines geradlinigen Leiters AC von Länge l , der sich um die verticale Axe AB dreht, so wird das auf selben ausgeübte Drehungsmoment:

$$(D) = \text{const } I \cdot M \cdot l^2 \cos i \cos^2 \varphi (tg i - \cos \alpha tg \varphi).$$

Ist zuerst der Leiter horizontal, also $\varphi = 0$, so ist das Drehungsmoment in allen Lagen des Leiters dasselbe, nämlich

$$(D) = \text{Const } I \cdot M \cdot l^2 \cdot \sin i.$$

Ist der Leiter gegen den Horizont in einem spitzeren Winkel geneigt, der Inclinationswinkel, also ist $\varphi < i$, so wird für alle Werthe von φ der Ausdruck $tg i - \cos \alpha tg \varphi$ einen positiven Werth behalten; das

Drehungsmoment ist stets in demselben Sinne gerichtet, wenn auch ungleich, indem es von der Lage des Leiters in der Ebene des magnetischen Meridians an, wo $\alpha = 0$, zunimmt, bis der Leiter sich in der auf dieser Ebene senkrechten Ebene befindet, für die $\alpha = 90^\circ$, u. s. f.

Ist der Leiter gerade im Inclinationswinkel gegen den Horizont geneigt, so ist $D = 0$, wenn $\alpha = 0$. In der Ebene des Meridians übt also der Erdmagnetismus kein Drehungsmoment auf den Leiter aus. Wird er aber aus dieser Ebene entfernt, wächst also α nach der positiven oder negativen Seite, so wird D jedesmal einen positiven Werth annehmen. Dann dreht sich jedesmal der Leiter im Sinne der normalen Rotation.

Ist endlich der Leiter steiler gestellt, also $\varphi > i$, so wird sowohl für einen bestimmten positiven, wie auch negativen Werth von α das Drehungsmoment $D = 0$. Der Leiter hat dann zwei Gleichgewichtslagen. Von diesen ist die eine Gleichgewichtslage labil, welche den Winkel $+\alpha$ entspricht, wo also der Leiter im Sinne der normalen Rotation aus der Ebene des Meridians verschoben ist. Denn wächst in diesem Falle α , so wird $\cos \alpha$ kleiner, also D positiv; d. i. der Leiter rotirt im normalen Sinne weiter. Nimmt aber α ab, so wird D negativ; der Leiter rotirt im entgegengesetzten Sinne. Er entfernt sich beide Male weiter aus der Gleichgewichtslage. Die zweite, entgegen dem Sinne der normalen Rotation gegen die Meridianebene verschobene Gleichgewichtslage für den Winkel $-\alpha$ ist stabil; denn wird $-\alpha$ grösser, so wird D wiederum positiv, der Leiter nähert sich im Sinne der normalen Rotation der Gleichgewichtslage. Ebenso nähert er sich durch eine entgegengesetzte Drehung derselben, wenn $-\alpha$ kleiner wird, da dann D negativ ist. — Diese Gleichgewichtslagen hat Pohl mittelst eines Apparates nachgewiesen, der dem Figur 97 gezeichneten ganz ähnlich war.

Besteht der Leiter, statt aus einem, aus zwei diametral gegenüberliegenden in das Quecksilber eintauchenden Dräthen, also einem Bogen, dessen beide Arme im gleichen Sinne von oben nach unten oder umgekehrt vom Strom durchflossen sind, so ist stets der eine derselben in der Lage, dass er ein stärkeres normal gerichtetes Drehungsmoment erhält. Der Leiter hat dann keine Gleichgewichtslagen, sondern rotirt continuirlich.

Ist der Leiter bei diesen Versuchen nicht gerade, sondern gebogen, so kann man durch Integration stets das ihm ertheilte Drehungsmoment bestimmen.

D. Rotation eines Magnetes durch einen Stromesleiter.

- 141 Ein Magnet kann umgekehrt durch einen Strom in Rotation versetzt werden. Nach §. 120 wird dies jedesmal eintreten, wenn der Magnet um irgend eine, seiner Axe parallele Axe sich drehen kann und ein Theil der Stromesleitung fest mit ihm verbunden ist, so jedoch, dass die Ver-

ndungspunkte des letzteren mit dem anderen Theile der Leitung nicht ide in der Axe des Magnetes liegen.

Für eine weniger vollständige, elementare Betrachtung mag es zur anschaulichung der Vorgänge genügen, nur die Wirkung der dem Magnet zunächst liegenden, nicht fest mit ihm verbundenen Theile der Stromesleitung auf ihn zu betrachten. Wir können dann zwei extreme Fälle unterscheiden, wo einmal diese Theile der Leitung auf der Axe des Magnetes senkrecht stehen, das andere Mal gegen sie geneigt oder ihr parallel sind.

Die erste dieser Erscheinungen ¹⁾ zeigt sich, wenn man ein Glasgefäß *A* (Fig. 100) mit Quecksilber füllt, in dasselbe in der Mitte einen Draht *B*, am Rande einen mit dem Draht *C* verbundenen Ring von Kupfer *D* einsetzt, und die Drähte *B* und *C* mit den Polen der Säule verbindet. Senkt man dann an irgend einer Stelle zwischen dem Mittelpunkt *B* der Peripherie in das Quecksilber einen Stahlmagnet *NS* ein, dessen nördliches Ende mit einem Platinstäbchen beschwert ist, damit derselbe in horizontaler Stellung schwimmt, so rotirt der Magnet je nach der Lage seiner Pole und der Richtung des Stromes im Quecksilber in der einen oder in der anderen Richtung.

Ist z. B. der obere Pol des Magnetes ein Nordpol, geht der Strom

Fig. 100.



Fig. 101.



im Quecksilber vom Centrum *B* zur Peripherie (Fig. 101), so werden wir die auf den Magnet durch die Ströme im Quecksilber ausgeübten Wirkungen uns ableiten können, wenn

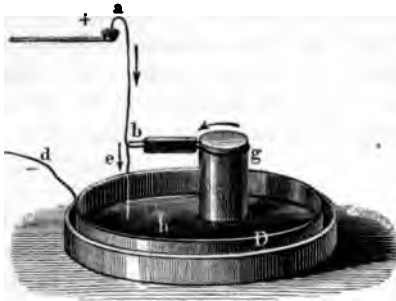
wir an Stelle des Magnetes einen durch die Richtung der Pfeile bezeichneten Strom setzen. Dann wird der Pol *N* durch die (von *B* aus gesehen) rechts von ihm liegenden im Quecksilber fließenden Ströme angezogen, durch die links von ihm liegenden abgestossen und der Magnet rotirt in der Richtung des Pfeiles. Die durch den Magnet selbst fließenden Stromestheile haben auf denselben keinen Einfluss.

Die Analogie des Verhaltens eines Magnetes und Kreisstromes bei diesem Versuche hat Ampère ²⁾ durch folgendes Experiment dargethan. Er hängt einen Draht *abge* (Fig. 102) oberhalb in einem Quecksilbernapf auf, der z. B. mit dem positiven Pol der Säule verbunden ist. Der Draht

¹⁾ Faraday, l. c. — ²⁾ Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 60. 2*; Théorie, p. 336*; Gilb. Ann. Bd. LXXII, S. 257*.

ist bei *g* zu einem Ringe gebogen, so jedoch, dass die neben einander liegenden Theile desselben von einander isolirt sind. Das untere Ende *e*

Fig. 102.



des Drathes taucht in das Quecksilber des Gefäßes *h*, in welches der Kupferring *D* eingesetzt ist, der mit dem negativen Pol der Säule verbunden ist. In dem Ringe *g* ist isolirt ein cylindrischer Stab befestigt, der in das Quecksilber taucht, so dass durch die gerade unter *g* befindlichen Stellen des Quecksilbers keine Ströme fließen können. Fließt der Strom im Draht

abge, wie in der Zeichnung, so verbreitet sich derselbe von *e* aus radial durch das Quecksilber zum Kupferring und der Ring *g* rotirt in gleichem Sinne und in genau derselben Weise wie der Magnetpol *N* in Fig. 100 u. 101, bis der obere Theil des Drathes *a* an den ihn tragenden Arm anschlägt. Hätte man mit dem Ring nicht einen von ihm isolirten leitenden oder nichtleitenden Stab verbunden, der unter ihm in das Quecksilber taucht, so wäre keine Rotation entstanden, da dann die unter dem Ring befindliche Quecksilberfläche auch von Strömen durchflossen wäre, die die Wirkung der ausserhalb derselben fließenden Ströme im Quecksilber gerade aufhobe. Ist aber der in den Ring gesteckte und in das Quecksilber tauchende Stab ein Nichtleiter, so fließen gerade unter dem inneren Raume des Ringes gar keine Stromtheile; ist der Stab vom Ring isolirt und ein Leiter, so sind die durch denselben fließenden Stromtheile mit dem Ringe fest verbunden und können wiederum keine Wirkung auf ihn ausüben.

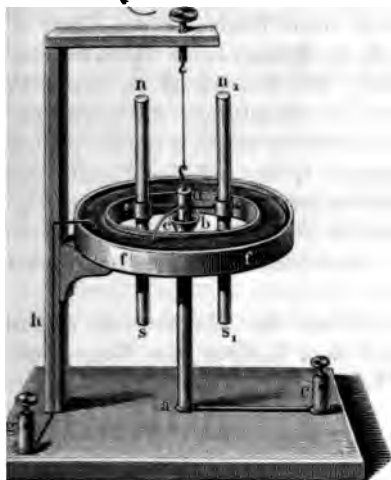
144 Soll der Magnet wesentlich unter Einfluss eines seiner Axe parallelen Stromes rotiren, so kann dazu folgender Apparat verwendet werden;

Ein verticaler Stab *ab* (Fig. 103) von Messing ist unterhalb mit der Klemmschraube *c* verbunden und trägt oberhalb einen Quecksilbernapf *b*. An einem über diesem Quecksilbernapf befestigten Haken hängt an einem Faden ein Bügel *d*, von dem aus eine Metallspitze in den Quecksilbernapf *b* taucht, und ein Draht *e* zu der mit *b* concentrischen Quecksilberwanne *f* führt, welche durch Draht *h* mit der Klemmschraube *g* verbunden ist. Durch den Bügel sind zwei Magnetstäbe *ns* und *n₁s₁* gesteckt und durch seitliche Schraubchen befestigt.

Verbindet man die Pole einer Säule mit den Klemmschrauben *e* und *g*, so circulirt der Strom z. B. in der Richtung *cabdefhg* durch den Apparat. — Betrachtet man nur die den Magneten zunächst liegenden Stromtheile in *ab*, so werden durch dieselben die nach unten gekehrten Südpole der Magnete so bewegt, dass *s* der Pol des links gelegenen

etes nach hinten, der Pol s_1 des rechts gelegenen Magnetes nach aus der Ebene der Figur hervorzutreten strebt. Hierdurch ist ein

Fig. 103.



Kräftepaar in Thätigkeit gesetzt, welches beide Magnete in der Richtung des über der Figur gezeichneten Pfeiles in Rotation versetzt. Ein Wechsel der Stromesrichtung oder eine Umkehrung der beiden Magnete kehrt die Richtung der Rotation um.

Wäre der Quecksilbernapf e bei a angebracht und der Stab ab an dem die Magnete tragenden Bügel befestigt, so dass er erst unterhalb in den Quecksilbernapf tauchte, so würde die Rotation gleichfalls stattfinden, da die Punkte, wo jetzt die mit den Magneten fest verbundene

nd die von ihnen unabhängigen Theile der Leitung zusammenreffen, beide in der Mittellinie der Axen der Magnete liegen.

Entfernt man den einen der beiden Magnete und ersetzt ihn durch egengewicht, so wird die Rotation in gleicher Weise, nur mit verterter Geschwindigkeit stattfinden.

Würde man die beiden Magnete mit ihren ungleichnamigen Polen unten richten, so würden die an ihnen wirkenden Kräfte sie in entgegengesetzter Richtung in Rotation zu versetzen streben und so gegen ihre Wirkung aufheben. — Flösse der Strom statt nur bis zur Höhe der Magnete, durch den Drath ab zwischen ihnen hin bis zur Höhe der oberen Pole, so würden die auf diese wirkenden Kräfte sie in entgegengesetzter Richtung aus ihrer Lage zu drehen streben wie die an den unteren Polen wirkenden Kräfte; das aus jenen Kräftepaar würde das an den letzteren angreifende gerade auf. Nicht so wäre es, sondern die Wirkungen der Kräftepaare würden sich addiren, wenn, ebenso wie in ab von unten nach oben, so auch zwischen den oberen Hälften der Magnete von oben nach unten ein mit ihnen verbundener Strom geleitet würde.

Denkt man sich bei den beschriebenen Versuchen statt zweier Magneten mehrere im Kreise herum um den Stab ab befestigt, so wird die Rotation in gleicher Weise stattfinden. Dasselbe wird geschehen, wenn diese Magnete zu einer in sich geschlossenen magnetisirten Röhre vereint sind.

145 Eine Abänderung dieses Versuches ist unter Anderem von Feilitzsch ¹⁾ gegeben worden. Der Strom fliesst von der Klemmschraube *a* (Fig. 104) durch ein Rohr *b*, und durch ein System von Ringen *c*, die auf einer Kugeloberfläche liegen, zu der Platte *d*. Von dort geht ein Draht *g* nach unten. An einem Haken an der Platte *d* hängt ein hufeisenförmiger Magnet *n n₁ s*, dessen beide Schenkel unter nordpolar, oberhalb südpolar sind. Der Magnet ist an seiner Bogenmitte durchbohrt und trägt daselbst einen Metallstab, der oben in einem Quecksilbernapfchen *h* endet, in welches der Draht *g* taucht. Unten am Ende des Stabes befindet sich ein Quecksilbernapf *i*, der mit der Klemmschraube *k* communicirt. Der Magnet geräth unter Einfluss des Stromes in Rotation. Man kann denselben offenbar als aus zwei getrennten ungleich krümmten Magneten *n s* und *n₁ s* bestehend denken, deren Südpole zusammenliegen.

Die Contactstellen *h* und *i* des mit dem Magnet fest verbundenen Theiles *h i* der Stromesleitung mit dem übrigen vom Magnet unabhängigen Stromestheil liegen nicht beide in den Verbindungslinien *n s*

Fig. 104.

Fig. 105.



146



n₁ s der Pole dieser beiden Magnete, so dass aus der Ampèreschen Theorie die Rotation unmittelbar folgt.

Bei einer anderen Anordnung schob von Feilitzsch einen Stahlring *N* (Fig. 105), der magnetisirt war, dass sein innerer Rand südpolar, sein äusserer nordpolar war, auf einen Pol des Magneten und hängte diesen Kegel an seiner Spitze im Inneren der Bogenapparates Fig. 104 so auf, dass die untere Fläche des Ringes an ihm

¹⁾ von Feilitzsch, Pogg. Ann. Bd. CV, S. 535. 1858*.

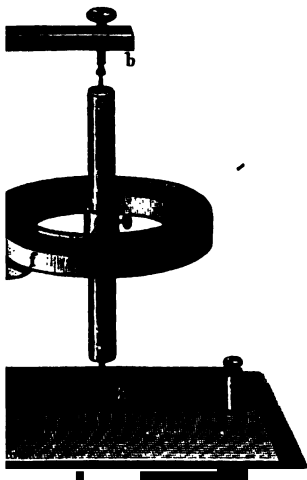
elle, z. B. *t*, das Quecksilber im Quecksilbernapf *i* gerade berührte. Der Ring waren zwei concentrische Pappringe geklebt, so dass die zwischen ihnen lag. In den Zwischenraum zwischen denselben wurde Quecksilber gegossen, in welches das Ende des Drathes *g* über *t* eingesenkt wurde. Der Ring setzte sich beim Durchleiten des Stromes durch den Apparat in Rotation. Man kann sich zur Erklärung dieser Rotation den magnetisirten Stahlring bestehend denken aus mehreren radialen, an einander gefügten Magneten. Derjenige unter diesen magnetischen Radien, durch den in jedem Moment der Strom fließt, wird freilich nicht bewegt, wohl aber die übrigen rechts und links von ihm befindlichen Radien des Ringes, von denen die einen über und unter dem Ringe befindlichen Theilen der Leitung anhaften, die anderen abgestossen werden. Es war daher eine irrthümliche Annahme, wenn man meinte, es wäre diese Erscheinung ein Gegenstück gegen die von Ampère aufgestellte Behauptung (§. 120), dass ein Magnet und ein nicht fest mit ihm verbundener Leiter bei ihrer Bewegung um einander nicht sich durchschneiden können. Ein solches Verhältniss kommt in der That bei diesem Versuch gar nicht vor.

Man kann auch einen Magnet um seine eigene Axe durch einen Strom in Rotation versetzen.

Ein einfacher Apparat, der diese Rotation zeigt, ist folgender:

Ein Magnetstab *ns* (Fig. 106) ist mittelst Stahlspitzen in die Stahl-

Fig. 106.



lager *b* und *k* eingesetzt. Das untere Lager ist mit Quecksilber gefüllt und steht mit der Klemmschraube *a* in Verbindung. In der Hälfte der Höhe des Magnetes bei *c* ist auf denselben eine Metallfassung aufgesetzt, von der ein Drath ausgeht, dessen Ende in die Quecksilberwanne *f* taucht, welche mit der Klemmschraube *e* verbunden ist. Verbindet man die Klemmen *a* und *e* mit den Polen der Säule, und fließt hierbei der Strom von unten nach oben durch die untere Hälfte des Magnetes, ist der untere Pol desselben ein Nordpol, so rotirt er von oben gesehen entgegengesetzt der Bewegungsrichtung des Uhrzeigers.

Ein anderer Apparat ist der folgende:

Ein mit Quecksilber gefülltes Glasgefäß, Fig. 107 a. f. S., wird mit einem Magnetstab eingesenkt, der unten mit einer kleinen Ver-

tiefung auf eine auf den Boden des Gefässes gekittete Stahl stellt wird. Am oberen Ende des Magnetes wird mittelst der

Fig. 107.



Fig. 108.



Stromes und der Stellung des Magnetes rotirt er in der einen oder anderen Richtung. Ist z. B. ein Pol des Magnetes ein Nordpol, und tritt in denselben oberhalb der positive Strom ein, so rotirt der Magnet von oben gesehen in der Richtung des Uhrzeigers; dem Wechsel der Stromesrichtung und der Umkehrung des Magnetes wechselt die Richtung der Rotation.

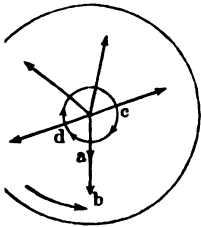
148 Diese Rotationen folgen unmittelbar aus den Betrachtungen in Fig. 107. Da die Enden der mit dem Magnet nicht fest verbundenen Stromestrome nicht beide in seiner Axe liegen, so werden alle magnetischen Längsfasern durch die Einwirkung derselben rotiren. — Der Magnet selbst gehende und mit ihm fest verbundene Stromestrome auf seine Rotation keinen Einfluss haben, da dieser nur innerhalb dem festen System entwickeln kann. Man könnte daher ebenso gut den Strom durch den Magnet selbst leiten, so auch durch einen Drath neben demselben einen von ihm isolirten, mit ihm fest verbundenen Drath hinführen, dessen Enden an denselben Stellen mit der Leitung durch Quecksilbernäpfe communicirten, wie der Magnet in den beschriebenen Apparaten. — Wenn wir nur die dem Magnet zunächst liegenden und ausser ihm befindlichen Stromestrome wollten, so wird bei dem zuerst beschriebenen Apparat Fig. 106 durch den Drath *ak* und von da vertical von unten nach oben in Richtung der Axe zum Magnet hinfließende Stromestheil seine Rotation in folgender Weise bedingen: Fließt der positive Strom von unten ein, ist der untere Pol des Magnetes ein Nordpol, so werden alle der Bahn zunächst liegenden magnetischen Fasern, die nicht in de

b eine zweite Stahlspitze in die Vertiefung des Magnets (Fig. 107) geschoben, so dass sich die Vertiefung zwischen beiden Spitzen selbst drehen kann. Das obere Ende des Magnetes ist mit einem Ringe *a* umgeben, in den ein Silber des Glasgefässes eingekittet ist. In denselben ist ein kupferner Ring *e* eingekittet, mit dem einen Pol der Säule verbunden. Die Klemmschraube *f* verbindet die Klemmschraube mit dem anderen Pol der Säule. Je nach der Richtung

der Stromesbahn selbst liegen, so abgelenkt, dass ihr Nordende r einen den Magnet von unten betrachtenden, im Stromesleiter be- den Beobachter nach links wenden. Die entgegengesetzte Wirkung omes auf das entferntere Südende des Magnetes ist viel schwächer, s der Magnet entsprechend der ersteren Wirkung in Rotation . — Aus den Betrachtungen des §. 115 u. figd. ist ferner ersicht- ass das Drehungsmoment des Magnetes ein Maximum ist, wenn ecksilberrinne *f* des Apparates sich auf halber Höhe des Magnetes t, und die Rotation bei weiterem Heben der Rinne abnimmt; dass lich aufhört, wenn man den Strom an einem Ende *k* des Magne- treten, am anderen *b* desselben austreten lässt. — Dagegen wird e Rotation verstärken, wenn man den positiven Strom gleichzeitig en und unten in *k* und *b* in den Magnet eintreten lässt und ihn . auf halber Höhe des Magnetes befindlichen Quecksilberrinne wei- st.

si dem zweiten Apparat, Fig. 107, wirken auf den Magnet aus r Nähe die in radialer Richtung von demselben aus durch das gebende Quecksilber strömenden Stromestheile. Denkt man sich n den Vorgang durch eine annähernde Betrachtung zu veran- chen, den nach oben gekehrten Südpol des Magnetes, wie in Fig. urch einen Kreisstrom *cad* ersetzt, und fließt der positive Strom

Fig. 109.



durch den Magnet zum Quecksilber, so wird stets eine Anziehung der einzelnen, ausserhalb des Magnetes befindlichen radialen Theile des Stromes, z. B. *ab* gegen die eine Seite *da* des Kreisstromes, eine Abstoßung gegen die andere Seite *ac* desselben stattfinden, wodurch der Magnet in der Richtung *dac* um sich selbst rotiren muss, d. i. in demselben Sinne, wie die Rotation durch den vertical von oben zum Magnet geführten Stromestheil erfolgt.

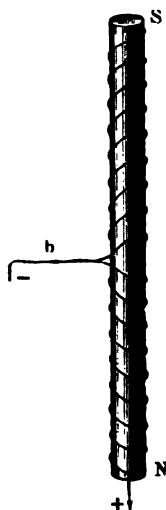
s ist von vornherein klar, dass man bei allen in den §§. 141 149 beschriebenen Versuchen statt der Stahlmagnete auch Elektro- te verwenden kann, indem man die Stahlstäbe durch Eisenstäbe , welche mit Drathspiralen umwickelt sind ¹⁾. Es hat keine Schwier- , die Drathverbindungen so herzustellen, dass derselbe Strom erst sthwindungen der Spiralen und dann die übrigen Theile des Ro- apparatus durchfließt.

i dieser Art hat Sturgeon (l. c.) den um seine Axe rotirenden t des Apparates, Fig. 106, durch einen Eisenstab *NS* (Fig. 110) ersetzt, der mit einer auf der oberen und unteren Hälfte ent-

¹⁾ Sturgeon, Phil. Mag. Vol. XI, p. 194; Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 632. 1832*.

gegengesetzt gewundenen Spirale von überspannenem Kupferwickel war. Das obere und untere Ende der Spirale war an einen Eisenstab gelöthet; von der Mitte derselben hing ein Drath b zur Quecksilberrinne der Vorrichtung.

Fig. 110.



Der von unten in den Eisenstab eintretende Strom theilt sich hier; er durchläuft die untere Hälfte der Spirale und tritt zum Theil fließend durch den Eisenstab nach S und von da durch die obere Hälfte der Spirale wieder nach b . Der Stab erhält durch die ungleichen Richtungen des Stromes unten einen Südpol, oben einen Nordpol und rotirt entsprechend den in §. 147 gemachten Versuchen. Die durch den Stab selbst fließenden Stromtheile haben auf seine Rotation gar keinen Einfluss, da sie mit ihm denselben Pol haben.

150

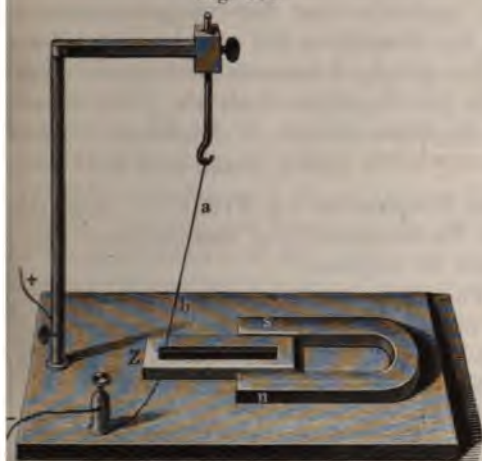
Die im Vorigen beschriebenen Rotationsapparate beruhen alle auf der Einwirkung der Magneten auf Stromestheile, die in einem geschlossenen Stromestromleiter geschlossen sind. Dagegen kann bei anderen Rotationsapparaten die Leitung durch Einwirkung eines

äußeren Stromkreises auf einen Magnet ebenso wenig wie durch die Wirkung zweier Magnete auf einander eine kontinuierliche Bewegung hervorgebracht werden (vgl. §. 119). Dennoch hat man solche Bewegungen in verschiedenen Fällen dadurch hervorgebracht, dass man durch geeignete Anordnung des Stromes oder die Polarität der auf einander wirkenden Magneten periodisch veränderte. — Auf diesem Princip beruhen die verschiedensten elektromagnetischen Bewegungsmaschinen, deren Beschreibung nicht hierher gehört. Hier wollen wir nur einige wenige beschreiben, die auch zum Theil eine theoretische Wichtigkeit besitzen.

Hängt man einen Drath ab (Fig. 111) an einer Oese vor, so dass sein unteres Ende in die zwischen den Polen ns eines Magneten befindliche Quecksilberrinne z vor der Ebene der Polflanken und verbindet man das den Drath tragende metallene Gestänge mit den Polen einer Säule, so beginnt der Strom auf der Verbindungslinie der Magnetpole normalen Ebene zu fließen. Geht der Strom durch den Drath von oben nach unten, so wird er in der Zeichnung angegebenen Lage des Magnetes zwischen den Pole hineingezogen, wie sich leicht ergibt, wenn man sich vorstellt, dass die Resultanten der Wirkungen der Pole n und s auf die Elemente von ab auf den durch ab und n oder s gelegten Ebenen stehen. —

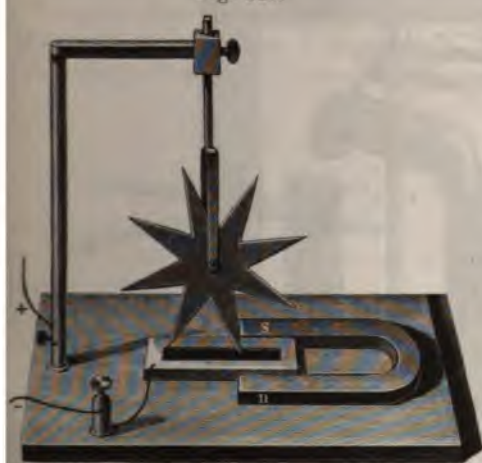
Durch diese Bewegung des Drathes schwingt er aus dem Quecksilber heraus; der Strom wird unterbrochen, der Drath fällt zurück und das Spiel beginnt von Neuem.

Fig. 111.



Bei Umkehrung der Stromesrichtung im Drath oder bei Verwechslung der Pole des Magnetes bewegt sich der Drath hierbei nach der den Magnetpolen abgewendeten Seite.

Fig. 112.



Befestigt man ein 151
sternförmiges metallenes Rad mit seiner Axe in einem Bügel und lässt das Ende seiner einen Speiche in die zwischen den Polen des Magnetes *ns* (Fig. 112) befindliche Quecksilberrinne eintauchen, so wird bei Verbindung des das Rad tragenden Bügels und der Quecksilberrinne, wie bei dem oben beschriebenen Versuch, die in das Quecksilber tauchende Speiche des Rades je nach der Stromesrichtung und der Lage der Magnetpole zu den Magnetpolen hingezogen oder von ihnen fortgestossen. Sie hebt sich dadurch aus dem Quecksilber und dafür tritt die folgende Speiche

dasselbe, die sich in demselben Sinne fortbewegt. So geräth das Rad dem einen oder anderen Sinne in Rotation. Diesen Apparat bezeichnet man mit dem Namen des Barlow'schen Rades¹⁾.

Auch wenn man in diesem Apparat das sternförmige Rad durch eine kreisförmige Metallscheibe ersetzt, die an einem Punkt ihrer Peri-

¹⁾ Barlow, On magnetic attraction. London 1823, p. 279; Bibl. univ. T. XX, p. 127.

pherie vor den Magnetpolen n und s in die Quecksilberrinne einträt, geräth dasselbe in gleichem Sinne in Rotation, wie das sternförmige Geräth. Es ist dies ein Beweis dafür, dass der vom Mittelpunkt der Scheibe zu einem Radius derselben zur Quecksilberrinne fließende galvanische Strom während der Einwirkung der Magnetpole fest mit den Molekülen der Scheibe verbunden ist, so dass sich die bewegende Wirkung der Magnetpole auf den Strom auf die Scheibe selbst überträgt. Wäre dies nicht der Fall, so würden nur die Stromesbahnen in der Scheibe durch die Einwirkung des Magnetes verschoben werden (vergl. auch §. 158).

- 152 Ein anderer, in seinen Haupttheilen von Ritchie¹⁾ angelegter Apparat, bei welchem ein Elektromagnet von veränderlicher Polung vor einem Stahlmagnet rotirt, ist folgender:

Vor den Polen NS (Fig. 113) eines Stahlmagnetes dreht sich um einer verticalen Axe ein Eisenstab AB , welcher mit übersponnenem Kupferdrath umwickelt ist. Die Enden dieses Drathes sind mit halbcylindrischen Stücken Kupfer h und i verbunden, welche auf die

Fig. 113.



ripherie eines kleinen, auf der Axe aufgesetzten Holzrades aufgeschoben sind, so jedoch, dass sie einander nicht berühren, und ihre Zwischenräume gerade um 90° gegen die durch die Schenkel des Stahlmagnetes gebildete verticale Ebene gedreht sind, wenn der Eisenstab AB sich in jener befindet. Gegen das Holzrad schleifen die Federn f und g , welche an den Polen einer Säule verbunden sind. Tritt in die Feder g der po

ein, so fließt er durch das Kupferstück h , strömt bei o in den ab AB gewundenen Drath und fließt sodann durch das Kupferstück Feder f weiter. Dadurch erhält der Eisenstab bei B einen Nord-, einen Südpol. Der Stab AB dreht sich gegen den Magnet NS , B sich dem Pol S nähert. Hat B diesen Pol erreicht, so tritt jetzt g von dem Kupferstück h auf das Stück i , Feder f von i auf h ; Klarität in AB wird umgekehrt. Das Ende B wird ein Südpol und o S abgestossen; es bewegt sich daher der Stab AB in der besten Rotationsrichtung weiter.

häufig ersetzt man in diesem Apparat das Rad ih durch einen kreisförmigen, zwischen den Schenkeln des Magnetes unterhalb AB angelegten Quecksilbernapf, der durch eine in der Ebene der Magnetpole liegende niedrige Glasplatte in zwei von einander isolirte Hälften getheilt welche mit den Polen der Säule verbunden sind. In diese beiden Hälften tauchen zwei von den Enden der Drathwindungen von AB hinüberleitete Drähte so ein, dass, wenn AB die Pole N und S des festen Magnetes gerade verbindet, sie bei einer geringen Drehung von AB über die Quecksilberfläche hinübergleiten, und nun ihre Verbindung mit den Polen in die entgegengesetzte wird, wie vorher.

Die Construction eines anderen praktischen Apparates dieser Art, nämlich des Wagner-Neef'schen Hammers, auf dessen Einrichtung die Theil I, S. 653 beschriebene Siemens'sche selbstthätige Wippe beruht, wird wir im Capitel „Inductions-Elektromotoren“ näher angeben.

Fig. 114.



Drath umwunden sind. Die Kugel ist auf einer verticalen Axe befestigt, welche sich in der Hülse b leicht dreht. Unter derselben befindet sich eine durch eine Scheidewand ee in zwei Abtheilungen c und d ge-

Auch durch den Erd- 153
magnetismus kann man continuirliche Rotationen von Elektromagneten hervorbringen, wenn man zu geeigneten Zeiten ihre Polarität umkehrt. — Von den hierzu construirten Apparaten beschreiben wir nur den folgenden.

Durch eine Kugel a , Fig. 114, sind rechtwinklig gegen einander zwei horizontale Eisenstäbe ns und n_1s_1 gesteckt, welche mit übersponnenem Ku-

theilter Quecksilbernapf, in welchen die vier Enden der die Eisenstäbe umgebenden Drathspiralen eintauchen. Die beiden Hälften des Quecksilbernapfes sind mit Klemmschrauben verbunden, zu denen man die Leitungsdräthe der Säule hinführt. Man stellt den Apparat so, dass die Scheidewand des Quecksilbernapfes in die Ebene des magnetischen Meridians fällt. Der Strom theilt sich dann zwischen den Spiralen beider Eisenstäbe und magnetisirt sie; ihre einen Enden suchen sich nach Nord, die anderen nach Süd zu stellen. Sobald aber die Leitungsdräthe der einen oder anderen Spirale über die Scheidewand hinübertreten, kehrt sich die Polarität des Eisenstabes in derselben um und der Stab sucht sich entgegengesetzt zu stellen. So findet, wie bei dem Apparat von Ritchie, eine continuirliche Rotation statt ¹⁾.

Es hat keine Schwierigkeit, solche Apparate auch so zu construiren, dass sie, statt in einer horizontalen, in einer verticalen Ebene rotiren ²⁾.

VII. Elektromagnetisches Verhalten biegsamer Leiter.

154 Bringt man zwischen die Pole eines Magnetes einen von einem Strom durchflossenen, sehr biegsamen Leiter, so biegt derselbe sich je nach der Lage seiner Endpunkte in verschiedene Formen.

Nach Le Roux ³⁾ kann man hierzu zweckmässig einen dünnen Platindrath ($\frac{1}{15}$ mm dick und 15 bis 20 cm lang) verwenden, der lose zwischen zwei dickeren Kupferdräthen ausgespannt ist. Leitet man durch denselben einen Strom (von 12 Bunsen'schen Elementen), durch den er in lebhaftes Glühen geräth, so biegt er sich sehr leicht, wenn man ihn zwischen die Pole eines sehr starken Elektromagnetes bringt.

Liegen seine Endpunkte, wo er an den Kupferdräthen befestigt ist in zwei Punkten der auf der Verbindungslinie der Pole normalen, dieselbe halbirenden Ebene (der Aequatorialebene), so biegt er sich nach oben oder unten in Kreisform, da dann alle, von den Polen auf ihn ausgeübten Kräfte gerade im Gleichgewicht sind. Liegen seine Endpunkte in der die Pole verbindenden axialen Linie, so biegt er sich in S-Form, indem auf beide Hälften des Drathes entgegengesetzt gerichtete Rotationswirkungen stattfinden. — Wird der Platindrath um eine metallene belastete Rolle gewickelt, die mit dem einen Pole der Säule verbunden ist und dieselbe über einem polirten verticalen Eisenstab aufgestellt, der auf den einen Pol eines kräftigen Magnetes aufgesetzt ist, wird fern das freie Ende des Drathes an dem Eisenstab befestigt, und dieser mit dem anderen Pol der Säule verbunden, so rotirt der Drath um den Eisen-

¹⁾ Aehnlich v. Kramer, Pogg. Ann., Bd. XLIII, S. 304. 1838*. — ²⁾ Vergl. v. Feilitzsch, Fernwirkungen des Stromes, S. 330. 1865*. — ³⁾ Le Roux, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. LXI, p. 409. 1860*.

ab und wickelt sich dabei von der Rolle ab und auf letzteren auf. — Statt des Platindrathes kann man auch Silberdrath verwenden, dessen Temperatur durch den Strom nicht ganz zum Glühen gesteigert zu werden braucht, um diese Erscheinungen zu zeigen.

VIII. Elektromagnetisches Verhalten des galvanischen Lichtbogens.

Da der zwischen Kohlenspitzen erzeugte galvanische Lichtbogen sich 155 wie die übrigen Leiter des Stromes verhält, so wird er durch die Einwirkung eines Magnetpols abgelenkt, wie jene¹⁾.

Liegen die Kohlenspitzen horizontal, so weicht hierbei der Lichtbogen nicht nur durch die Einwirkung des aufsteigenden Luftstromes nach oben aus, sondern er entfernt sich durch den Einfluss des Erdmagnetismus auch nach der einen oder anderen Richtung aus der durch die Kohlenspitzen gelegten verticalen Ebene²⁾.

Geht der Strom durch die	so weicht der Scheitel des
Kohlenspitzen von:	Bogens ab nach:
Nord nach Süd	Ost
West „ Ost	Nord
Süd „ Nord	West
Ost „ West	Süd.

Man kann sich von dieser Ablenkung des Bogens leicht Rechenschaft geben, wenn man sich vorstellt, dass unter demselben in der Erde ein Magnet in der Richtung der Inclinationsnadel liege, dessen Südpol nach Norden gekehrt ist, und der stets die in den einzelnen Theilen des Lichtbogens fließenden Stromtheile den ihn darstellenden Strömen gleichrichten strebt.

Man kann das magnetische Verhalten des Lichtbogens noch besser zeigen, wenn man ihm direct einen Magnet nähert.

Es mögen also z. B. die Kohlenspitzen in der Ost-Westlinie stehen und der Strom zwischen ihnen von Ost nach West circuliren.

Bei folgender Stellung des Magnetes wird dann der Bogen in der obbeschriebenen Weise abgelenkt.

¹⁾ Davy, Phil. Trans. 1821. Vol. II, p. 427*; Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 241*. — Casselmann, Pogg. Ann. Bd. LXIII, S. 588. 1844*.

Der Magnet steht zum Bogen:	Der Nordpol des Magnetes ist gerichtet nach:	Ablenkung des Bogens nach:
Nördlich	Süden	Süden
Südlich	Oben	"
Oberhalb	Norden	Schwach n. S.
Nördlich	Unten	Nord
Unterhalb	Norden	Nordwölbung nach oben
Südlich	Unten	Ebenso. Stärk.
Oberhalb	Süden	Ebenso. Stärk. Wölb. nach unten
Nördlich	Oben	Süd. Wölbung nach unten.

156 Bedient man sich als Elektrode an der Stelle der einen Kohlenspitze eines Stahlmagnets oder eines durch einen herumgeleiteten Strom magnetisirten Eisenstabes, so rotirt der Bogen um den Magnetstab. Diese Rotation wurde zuerst von Walker¹⁾ beobachtet. Er drückte den von dem negativen Pol einer Säule von 160 Daniell'schen Elementen kommende Drath auf das nordpolare Ende eines Hufeisenmagnetes. Wurde dann der vom positiven Pol kommende Drath bis zur Schlagweite genähert, so entstand ein Flammenbogen, der in derselben Richtung wie ein Uhrzeiger rotirte. Wurde der Südpol des Magnetes an Stelle des Nordpols verwendet, so kehrte sich die Richtung der Rotation um.

Die Rotation des Lichtbogens findet in derselben Richtung statt, in der ein gegen den Pol des Magnetes normal gerichteter, von dem Strom durchflossener Leiter um ihn rotiren würde. Dies zeigen die folgenden Versuche, bei denen der den Lichtbogen erzeugende Strom von West nach Ost zwischen einer Kohlenspitze und einem Magnetstab als Elektroden floss.

Stand der Magnetstab:	Und war der gegen den Bogen gerichtete Pol ein:	So war die Richtung der Rotation:
Westlich	Südpol	von Nord unten herum nach Süd
"	Nordpol	" Süd " " " Nord
Oestlich	Südpol	" Nord " " " Süd
"	Nordpol	" Süd " " " Nord

Wenn die beiden Elektroden aus Eisen sind und (gleichviel in welchem Sinne) magnetisirt, so muss man sie viel weiter einander nähern, damit der Lichtbogen zwischen ihnen zu Stande kommt, als wenn sie nicht magnetisirt sind, da nun der Bogen eine seitliche Ausbiegung und dadurch bei gleichem Abstände der Elektroden eine grössere Länge erhält.

¹⁾ Walker, Transact. London El. Soc. 1837 — 1840; Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 51-1841*.

Lässt man entsprechend den Lichtbogen zwischen zwei Eisenspitzen entstehen und umgibt beide mit Spiralen von dickem Kupferdrath, so hört im Moment des Durchleitens des Stromes durch letztere, also beim Magnetisiren der Spitzen der Bogen auf; er stellt sich aber wieder her, wenn man gleich darauf, ehe noch die Spitzen erkaltet sind, den magnetisirenden Strom unterbricht (vgl. Th. I, §. 707). Zugleich beobachtet man beim Magnetisiren der Elektroden eine Veränderung der äusseren Erscheinung des Bogens selbst, und zwar treten diese besonders stark hervor beim Magnetisiren der positiven Elektrode, deren Materie, wenigstens unter gewissen Bedingungen (Th. I., §. 711 u. flgde.), vorzüglich an der Bildung des Lichtbogens Antheil hat. Man bemerkt dann auch in dem Augenblick, wo sich der Lichtbogen herstellt, ein zischendes, starkes Geräusch.

Die nämlichen Erscheinungen zeigen sich bei Anwendung von Elektroden von nicht magnetischen Metallen, welche zwischen die Pole eines starken Elektromagnetes gebracht werden.

Stellt man ¹⁾ zwischen einer auf den einen Pol des Magnetes gelegten 157 und mit dem positiven Pol einer Säule verbundenen Platinplatte und einer darüber gestellten Platinspitze als negativen Elektrode den Lichtbogen her, so hört man beim Schliessen des den Magnet magnetisirenden Stromes ein Zischen.

Die Entfernung von Spitze und Platte, bei der der Bogen aufhört zu erscheinen, ist kürzer, und auf der Platinplatte erscheint ein grösserer blauer Fleck, als ohne Anwendung des Magnetismus.

Bei Umkehrung der Richtung des Stromes im Lichtbogen neigt sich der Lichtbogen in schräger Richtung gegen den Rand der Platte, zerreißt mit knallendem Geräusch, und verschiebt sich in Folge der elektromagnetischen Rotation. Platten und Spitzen von Silber, Kupfer zeigen dieselben Erscheinungen, nur beobachtet man, wenn die Platten als negative Elektroden dienen, nach dem Versuch einen spiralförmigen Fleck auf denselben, welcher bei der Rotation des Bogens durch geschmolzenes Metall auf ihnen verzeichnet ist, und der in feine Verästelungen, ähnlich denen der positiven Lichtenberg'schen Figuren, ausläuft. Ist die Platte negativ, so bildet sich auf ihr nur ein kleinerer runder Fleck, auf dem an irgend einer Stelle eine der Richtung der Rotation des Bogens entsprechende Curve heraustritt.

Bei Anwendung zweier Spitzen als Elektroden hört man ein zischendes oder ein knatterndes Geräusch, je nachdem der Lichtbogen continuirlich ist oder oft unterbrochen wird. Man hört das Zischen deutlicher, wenn die positive Spitze sich leicht zertheilt. Wendet man daher eine Spitze von Platin und eine Spitze von Kupfer als Elektroden an, so tritt es stärker hervor, wenn die positive Spitze von Platin ist, welche sich

¹⁾ De la Rive, Phil. Trans. 1847. Vol. I, p. 37*; Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 280*.

durch den Strom viel stärker erhitzt, als die Kupferspitze. Ist letztere positiv, so hört man mehr das knatternde Geräusch, welches indess beim Erhitzen derselben bis zum anfangenden Schmelzen dem zischenden Tose Platz macht. Ohne Anwendung des Magnetismus hört man das Geräusch nicht. — De la Rive glaubt deshalb, dass dasselbe durch molekulare Veränderungen bedingt sei, welche die dünnen, von den Elektroden losgetrennten Schichten, die den Lichtbogen bilden, in Folge der Magnetisirung erleiden. — Sehr wohl scheint indess zum grossen Theil auch die elektromagnetische Wirkung des Magnetes auf die vom Strom durchflossene und sich von den Elektroden trennende Materie des Lichtbogens diese Erscheinungen bedingen zu können, indem sie durch den Einfluss des Magnetes in Rotation versetzt und nach aussen geschleudert wird und sich so schneller von den Elektroden entfernt, leichter ihre Continuität verliert und unter Detonationen zerreist.

IX. Einfluss des Magnetismus auf Ströme von veränderlicher Bahn.

158 Fliesst ein Strom in einer flachen Metallplatte und wirkt auf denselben ein Magnet, so ändert er dadurch seine Richtung nicht, wie man erkennen kann, wenn man auf die Platte zwei mit den Enden des Galvanometerdrathes verbundene Metallspitzen aufsetzt und vor und nach der Einwirkung des Magnets die isoelektrischen Curven aufsucht (Thl. I, §. 128). Dieselben bleiben dabei völlig ungeändert.

Dieses Verhältniss lässt sich nach Mach ¹⁾ in folgender Weise anschaulich machen.

Man klebt ein sehr dünnes Blatt Blattsilber mittelst Gummi auf eine Platte von Hartgummi, schneidet es kreisförmig und bringt an zwei diametral gegenüberliegenden Stellen zwei Polster von Stanniol an, auf die zwei Klemmschrauben fest aufgesetzt werden. Auf das Silberblatt wird eine Lösung von warmem Wachs in Aether gegossen. Leitet man nach dem Festwerden des Wachses einen Strom hindurch, so schmilzt das Wachs an denjenigen Stellen gleich schnell, wo der Strom gleich starke Intensität besitzt. Es zeichnen sich so einige Stromescurven in Form von Lemniscaten dar.

Wird eine so präparirte Platte zwischen die Pole eines starken Elektromagnetes gebracht, so zeigt sich keine Aenderung der Curven, also keine Ablenkung der Ströme aus ihren Bahnen in der Platte.

Auch die Rotation einer nicht ausgeschnittenen kreisrunden, radial vom Strom durchfliessenden Scheibe unter Einfluss des Magnets beweist, dass die Ströme in der Scheibe nicht wesentlich verschoben werden, son-

¹⁾ Mach, Carl Repert. Bd. VI, S. 10. 1870*.

den während des Hindurchfließens des Stromes fest mit ihr verbunden sind (§. 151).

In einer etwas anderen Art hat von Feilitzsch¹⁾ dasselbe bewie-158a.
sen. Der Strom einer Säule wurde zwischen zwei von einander entfernten, in eine Ebene gewundenen flachen Spiralen verzweigt, und von letzteren in entgegengesetzter Richtung durch die beiden Windungsreihen eines empfindlichen Differentialgalvanometers geleitet. Durch Einschaltung einer genügenden Drathlänge in die eine oder andere Zweigleitung mit Hülfe eines Rheostaten konnte die Nadel des Galvanometers auf Null gebracht werden. Wurde nun der einen oder anderen flachen Spirale eine eben solche, von einem Strom durchflossene Spirale gegenübergestellt, so änderte sich hierdurch der Stand der Nadel im Galvanometer nicht, so dass die Stromvertheilung im ganzen Schliessungskreise durch die Wechselwirkung der Ströme in den einander benachbarten Spiralen nicht geändert wurde.

Ebenso wenig hat ein in einer cylindrischen Spirale fließender constanter Strom einen Einfluss auf die Bewegung der Elektrizität in einer benachbarten cylindrischen Spirale. Die Ablenkung der Galvanometernadel durch einen Strom in letzterer ändert sich nicht bei constanter Schliessung des ersteren Stromes in dem einen oder anderen Sinne oder bei constanter Unterbrechung desselben.

X. Berechnung der Wirkung geschlossener Ströme auf einen Magnetpol.

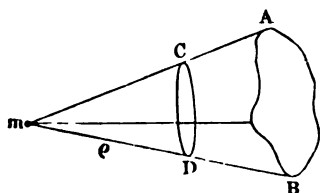
Mit Hülfe der in den vorigen Paragraphen gegebenen Sätze können 159
wir die Wirkung jedes beliebigen geschlossenen Stromes auf einen Magnetpol berechnen.

Diese Berechnung kann auf eine doppelte Weise geschehen. Einmal können wir die Componenten der Wirkung eines einzelnen Elementes des Stromes AB (Fig. 115 a. f. S.) auf den Magnetpol m nach dem Biot-Savart'schen Gesetz bestimmen, und durch Integration über alle Elemente die Componenten der Wirkung des ganzen Stromes erhalten. Sodann aber können wir auch den Strom stets durch ein System unendlich kleiner geschlossener Ströme von gleicher Intensität i wie der gegebene Strom ersetzen, die irgend eine beliebige, von dem Strome umgrenzte Fläche bedecken. Für jeden dieser kleinen Ströme können wir einen gegen seine Ebene normalen Magnet setzen, dessen Moment

¹⁾ von Feilitzsch, Bericht der Naturforschervers. in Karlsruhe 1858. S. 151. Fernwirkungen des Stroms S. 744.* und mit stärkeren Mitteln A. M. Mayer, Silliman J. [3] Vol. I, p. 17. 1871*.

$M = \frac{1}{2} i \lambda$, wo λ der Flächenraum des Stromes ist (§. 108). Die Wirkung des ganzen geschlossenen Stromes lässt sich sonach durch die Wirkung

Fig. 115.



zweier unendlich nahe an einander liegender, mit entgegengesetzten magnetischen Fluidis beladener Flächen darstellen. Indess bedarf diese Betrachtung einer genaueren Erwägung ¹⁾. Umschliesst der Strom A eine Fläche F und errichten wir $z. B.$ auf der von m abgewendeten Seite derselben an allen Stellen Normale

von der constanten sehr kleinen Länge δN , welche der Länge der kleinen Magnete M entspreche, so lässt sich nachweisen, dass auch die Ebenen derselben in einer gegen die Normale δN senkrechten Fläche F_1 liegen und bei Vernachlässigung der höheren Potenzen von δN der Unterschied beider Flächen F_1 und F durch den Werth

$$\delta F = \int \delta df \equiv \delta N \int df. w$$

bestimmt ist, wo df ein Element der etwa durch zwei auf einander senkrechte Systeme von Hauptkrümmungslinien in einzelne Elemente getheilten Fläche F , $w = \frac{1}{R} + \frac{1}{R_1}$ gleich der Summe der umgekehrten

Hauptkrümmungsradien des Elementes df ist. Werden nun beide Flächen mit Nord- und Südmagnetismus von gleicher Dichte ρ belegt, so erhält man eine sogenannte transversalmagnetische Fläche, bei der die Fläche F_1 hiernach z. B. mehr Südmagnetismus enthält, als die Fläche F Nordmagnetismus, was nicht dem Ersatz der Elementarströme durch Molecularmagnete entspricht, wie man zuweilen annimmt. Die Summe der Potentiale beider Flächen auf Punkt m ist dann, wenn der Abstand des Elementes df von $m = r$ ist

$$U = \rho \cdot \delta \int \frac{df}{r} = \rho \int \left(\frac{\delta df}{r} - \frac{df \delta r}{r^2} \right).$$

Da $\delta df = \delta N \cdot df \cdot w$, $\delta r = \frac{\delta N \cdot t}{r}$ ist, wo t das von m auf die Tangentialebene von df gefällte Loth ist, so ist mithin das Potential der transversalmagnetischen Fläche auf m

$$U = \rho \delta N \int \frac{df \cdot w}{r} - \rho \delta N \int \frac{df \cdot t}{r^2}.$$

Der erste Werth entspricht dem Potential des Ueberschusses des Magnetismus auf der Fläche F_1 auf Punkt m , so dass als wirkliches Po-

¹⁾ Weyer, Wiener Ber. Bd. LVI, [2] S. 669. 1867*.

tential der an Stelle der Elementarströme gesetzten kleinen Molecularmagnete der Werth

$$V = \rho \delta N \int df \frac{t}{r^3}$$

bleibt. Nur wenn die transversalmagnetische Fläche eben ist, also $R = B_1 = \infty$, $w = 0$, fallen U und V zusammen. Der Werth $df \frac{t}{r}$ in V ist aber die Projection des Elementes df auf eine durch seine Mitte normal zu r gelegte Ebene. Wird dieser Werth durch r^2 dividirt, so wird dadurch ein Flächenelement du bestimmt, welches durch die nach der Peripherie von df von m aus gezogenen Linien auf einer mit dem Radius Eins um m beschriebenen Kugelschale begrenzt wird. Der Werth

$$\int df \cdot \frac{t}{r^3} = \int du$$

ist die Oberfläche des durch den Kegel mAB auf jener Kugelschale begrenzten Segmentes CD . Man erhält also das Potential V , indem man die Intensität des Stromes mit dem körperlichen Winkel des Kegels multiplicirt, dessen Spitze der Pol m , dessen Basis der Strom AB ist. Differenziren wir dieses Potential nach den Coordinaten x, y, z partiell, so erhalten wir die entsprechenden Componenten der Wirkung des Stromes AB auf den Pol m^1).

Eine Ausführung der Berechnung der Wirkung verschieden gestalteter geschlossener Ströme auf einen Magnetpol ist hiernach Aufgabe der Mathematik. Dieselbe hat indess nur in wenigen speciellen Fällen ein physikalisches Interesse. Wir wollen deshalb nur einige der wichtigsten dieser Fälle näher betrachten.

Die Einwirkung eines kreisförmigen Stromes auf ein in der Axe 160 derselben liegendes magnetisches Theilchen berechnet sich in folgender Weise. Es sei:

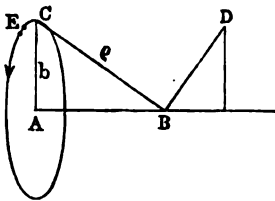
- der Radius des kreisförmigen Stromesleiters $AC = b$
- das Bogenelement desselben $CE = b d\varphi$
- die Intensität des ihn durchfließenden Stromes $= i$
- der Abstand des magnetischen Theilchens B von dem Mittelpunkt des Stromesleiters $AB = x$
- das magnetische Fluidum des Theilchens $B = \mu$.

Die Richtung der Wirkung des Elementes $rd\varphi$ auf das magnetische Theilchen steht senkrecht auf der Ebene CEB . Nehmen wir an, das magnetische Fluidum in B sei nordmagnetisch, so wird dasselbe, wenn

¹⁾ Gauss, Resultate des magn. Vereins. 1838. S. 51*.
Wiedemann, Galvanismus. II.

der Strom durch den Kreis A in der Richtung des Pfeiles strömt der Richtung BD angetrieben.

Fig. 116.



Die Wirkung selbst ist entprechend dem Werth

$$c \frac{i \mu b d \varphi}{CB^2} = c \frac{i \mu b d \varphi}{b^2 + x^2}$$

wo c eine Constante ist. Zerlegt diese Wirkung in zwei auf ein senkrechte Componenten, von denen die eine in der Richtung der Axe, die andere senkrecht gegen die wirkt, so ist die erstere

$$c \frac{i \mu b d \varphi}{b^2 + x^2} \cdot \frac{b}{\sqrt{b^2 + x^2}} = c \cdot \frac{i \mu b^2 d \varphi}{(b^2 + x^2)^{3/2}}.$$

Die Gesamtwirkung des ganzen Stromleiters AC erhält man durch Integration innerhalb der Grenzen 0 und 2π . Sie ist

$$W = c \frac{2\pi i \mu b^2}{(b^2 + x^2)^{3/2}} = c \cdot \frac{2\pi i \mu b^2}{\rho^3}.$$

Die gegen die Axe AB normalen Componenten der einzelnen Theile des Stromes in dem Leiter A heben sich alle gegenseitig auf, so dass die Gesamtwirkung nur die Componente W in der Richtung der Axe übrig bleibt.

Liegt das magnetische Element in der Mitte des Kreisstromes ist $x = 0$, und es bleibt die Wirkung

$$W_0 = c \cdot \frac{2\pi i \mu}{b} = c \cdot \frac{2\pi i \mu b}{b^2}.$$

Wir wollen die Einheit der Intensität i des Stromes und des Magnetismus μ so wählen, dass die Constante c gleich Eins zu setzen dann ist

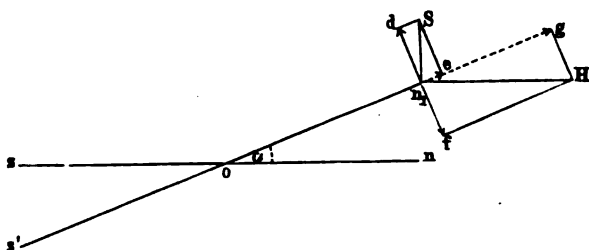
$$W = \frac{2\pi i \mu b^2}{(b^2 + x^2)^{3/2}}$$

$$W_0 = \frac{2\pi i \mu}{b}.$$

161 Ist das magnetische Theilchen der Nord- oder Südpol ein Punkt B oder auch in mitten des Kreises A (Fig. 116) befindlichen kleinen Magnetnadel $n_1 s_1$, während die Ebene des Kreises A selbst der Ebene des magnetischen Meridians zusammenfällt, so wird der Kreisstrom auf beide Pole mit Kräften wirken, welche senkrecht auf der Ebene oder auf der des Meridians stehen. Es sei ns (Fig. 117) die Richtung der Magnetnadel im magnetischen Meridian, $n_1 s_1$ dieselbe nach ihrer Ablenkung durch den Strom. Wir wollen ferner annehmen, dass die R

tante Sn_1 , der ablenkenden Wirkungen des Kreisstromes sich nach Grösse und Richtung wegen der Kleinheit der Nadel bei dieser Ablenkung

Fig. 117.



icht ändere, also stets normal zu der Ebene des magnetischen Meridians wirke. Es wird dann der Nordpol der Nadel n_1 zugleich durch die Kraft des Erdmagnetismus in der Richtung n_1H gezogen, welche dem magnetischen Meridian parallel ist. Es mögen Sn_1 und n_1H auch der Ursache nach die wirkenden Kräfte des Stromes und des Erdmagnetismus vorstellen. Soll die Nadel nach ihrer Ablenkung in Ruhe sein, so müssen auf dieselbe durch beide Kräfte ausgeübten Drehungsmomente gleich sein. Zerlegt man die Kräfte daher in je zwei Componenten n_1e und n_1d , und n_1f , von denen die einen mit der Richtung on_1 der Nadel zusammenfallen, die anderen auf derselben senkrecht stehen, so muss $n_1d = n_1f$ sein. Ist der Ablenkungswinkel der Nadel α , so ist $n_1d = n_1H \cos \alpha$, $n_1f = n_1H \sin \alpha$, d. i. $Sn_1 = n_1H \operatorname{tg} \alpha$. Dieselbe Betrachtung gilt auch für die auf den Südpol der Nadel wirkenden Kräfte gelten.

Die horizontale Componente des Erdmagnetismus sei H , die Intensität des Stromes gleich I , der Magnetismus der Nadel μ , wobei wir die Einheit des §. 160 angenommene Einheit für i und μ wählen, für $c = 1$ ist. Der Durchmesser des Drathkreises sei, wie in §. 160 mit b , der Abstand der in seiner Axe gelegenen sehr kleinen Nadel von seiner Peripherie gleich R , so ist $n_1H = H\mu$, und $n_1S = \frac{2\pi b^2}{\rho^3} i\mu$,

$$\frac{2\pi b^2}{\rho^3} i\mu = H\mu \operatorname{tg} \alpha$$

$$i = \frac{\rho^3}{2\pi b^2} H \operatorname{tg} \alpha \dots \dots \dots 1)$$

Liegt die Nadel in der Mitte des Drathkreises, so ist $\rho = b$, also

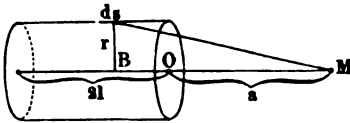
$$i = \frac{b}{2\pi} H \operatorname{tg} \alpha \dots \dots \dots 2)$$

Die Intensität des Stromes ist also der Tangente des Ablenkungswinkels der Nadel proportional.

162 Wir wollen ferner die Wirkung einer geraden und cylindrischen Drathspirale auf ein in ihrer Axe befindliches magnetisches Theilchen Fig. 118, berechnen¹⁾.

Die Länge der Spirale sei $2l$, ihr Radius r , die Länge des an der Spirale gewundenen Drathes sei S , die Neigung der einzelnen

Fig. 118.



desselben gegen die zu der der Spirale normale Ebene, welche an allen Stellen der Spirale gleich sei, gleich φ , der Abstand des magnetischen Theilchens der ihm zunächst gelegenen Grundfläche O der Spirale

$MO = a$. Es sei die Verbindungslinie eines Elementes ds der Spirale mit M gleich e . Da nun die auf der Achse normale Componente des Elementes ds gleich $ds \cos \varphi$ ist, so ergibt sich die Wirkung dieser Componente in der Richtung der Achse, welche allein bei der Summation der Wirkungen sämmtlicher Elemente in Betracht kommt,

$$X = \frac{i \mu ds r \cos \varphi}{e^3},$$

wobei wir, wie in §. 160, die Constante, mit der dieser Werth zu multipliciren wäre, gleich Eins setzen.

Fällt man ein Loth dsB vom Element ds auf die Achse der Spirale und bezeichnet die Länge des Drathes derselben von der Grundfläche O bis zum Element ds mit s , so ist $BO = a + s \sin \varphi$, also $r^2 + (a + s \sin \varphi)^2$. Führt man diesen Ausdruck in X ein und integriert nach ds für die ganze Länge des Drathes, so erhält man die Gesamtwirkung der Spirale

$$\begin{aligned} (X) &= i \mu r \cos \varphi \int_0^S \frac{ds}{\sqrt{r^2 + (a + s \sin \varphi)^2}} \\ &= \frac{i \mu \cos \varphi}{r \sin \varphi} \left\{ \frac{a + S \sin \varphi}{\sqrt{r^2 + (a + S \sin \varphi)^2}} - \frac{a}{\sqrt{r^2 + a^2}} \right\}. \end{aligned}$$

In diesem Ausdruck können wir $S \sin \varphi = 2l$ setzen. — Ist die Neigung der Spiralewindungen gegen die auf der Achse der Spirale senkrechte Ebene klein, so ist nahezu $\cos \varphi = 1$. Ist ferner die Zahl der Windungen n , so ist $S = 2r\pi n$, also in diesem Fall

$$(X) = \frac{i \mu \pi n}{l} \left\{ \frac{a + 2l}{\sqrt{r^2 + (a + 2l)^2}} - \frac{a}{\sqrt{r^2 + a^2}} \right\} \dots$$

Zieht man von M nach der Peripherie der beiden äussersten

¹⁾ Haedenkamp, Pogg. Ann. Bd. LXXVIII, S. 59. 1849*.

ngen der Spirale zwei Linien, welche mit ihrer Axe die Winkel ψ und ψ_1 bilden, so ist auch

$$(X) = \frac{i\mu\pi n}{l} (\cos \psi - \cos \psi_1) \dots \dots \dots 2)$$

Durch diese Kraft (X) wird das magnetische Theilchen je nach seiner Polarität und je nach der Richtung des Stromes in der Spirale in die-
 lbe hineingezogen oder herausgestossen. Ist z. B. M ein Nordpol, fiesst
 der Spirale der Strom auf der dem Beschauer zugekehrten Seite von
 unten nach oben, so wird M angezogen.

Liegt das magnetische Theilchen im Mittelpunkt der Spirale, so ist
 die Wirkung der Spirale, wie sich leicht durch Differentiation des obigen
 Ausdruckes ergibt, im Maximum. In diesem Fall ist $a = -l$. Ist
 die Diagonale der Spirale $2d$, so wird $d^2 = r^2 + l^2$, also

$$(X^m) = \frac{2i\mu\pi n}{\sqrt{r^2 + l^2}} = \frac{2i\mu\pi n}{d}$$

Von der Mitte der Spirale nach den Enden nimmt diese Kraft ab.
 man kann indess der Spirale leicht eine solche Länge geben, dass bei
 einer gewissen Verschiebung b des magnetischen Theiles nach beiden En-
 den der Spirale die Kraft sich nur um einen bestimmten kleinen Theil
 vermindert. Setzen wir nämlich in die Formel 2) für $\cos \psi$ und $\cos \psi_1$
 die Werthe ein, so erhalten wir

$$(X) = \frac{i\mu\pi n}{l} \left\{ \left(1 + \frac{r^2}{(l+b)^2}\right)^{-\frac{1}{2}} + \left(1 + \frac{r^2}{(l-b)^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \right\}$$

Setzen wir $l = \sqrt{d^2 - r^2}$, $\varrho = \frac{r}{d}$, so können wir diesen Ausdruck
 in eine Reihe nach Potenzen von ϱ entwickeln. Ist r gegen l und d
 klein, so kann

$$\sqrt{1 - \varrho^2} = 1 - \frac{1}{2}\varrho^2, \frac{1}{\sqrt{1 - \varrho^2}} = 1 + \frac{1}{2}\varrho^2$$

eingesetzt werden, und es wird:

$$(X) = \frac{2i\mu\pi n}{d} \left(1 - \frac{3d^2 - b^2}{2(d^2 - b^2)^2} \varrho^2 b^2 + \dots\right)$$

Wir können uns nun die Aufgabe stellen, dass die Wirkung (X) auf
 einen Punkt μ von der Mitte der Axe der Spirale entfernten Punkt μ von der
 Wirkung $\frac{2i\mu\pi n}{d}$ in der Mitte selbst nur um einen bestimmten aliquo-
 ten Theil m differire. Dann muss

$$m = \frac{3d^2 - b^2}{2(d^2 - b^2)^2} \varrho^2 b^2$$

bedeutet, oder

$$\frac{b^2}{d^2} = 1 + \frac{\varrho^2}{4m + 2\varrho^2} \left(1 \pm \sqrt{\frac{16m}{\varrho^2} + 9}\right)$$

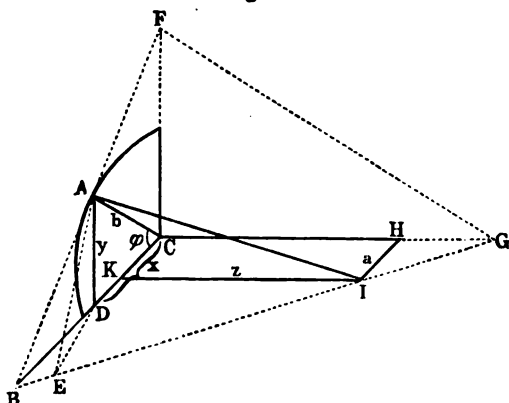
Hieraus ergibt sich, dass wenn die Spirale etwa 40 mal so als ihr Durchmesser, auf über $\frac{1}{8}$ ihrer Länge sich die Wir-
einen in ihrer Axe befindlichen Magnetpol nur um $\frac{1}{100}$ ändert,
über $\frac{2}{3}$ ihrer Länge nur um $\frac{1}{1000}$ ¹⁾.

163 Wir wollen die Kraft berechnen, mit welcher ein Kreis
ein magnetisches Element μ wirkt, welches sich in irgend einer
befindet, der nicht in seiner Ebene liegt und auch nicht in
Mittelpunkt des Kreisstromes auf seiner Ebene errichteten Lot
gen braucht. Zu dieser Berechnung lassen sich verschiedene V
schlagen.

Der Mittelpunkt des Kreisstromes (Fig. 119) befinde sich in
Radius sei b , das Element μ liege im Punkt I . CG sei das in
Mittelpunkt auf der Ebene des Kreisstromes errichtete Loth, welches
 Z -Axe zusammenfalle. Das Loth von I auf die Ebene des Kre
 $KI = HC$ sei gleich s . Das Loth IH von I auf die Linie
gleich a . Eine durch C parallel mit IH gezogene Linie CB sei
der X -Axe, eine auf der Ebene BCH senkrechte Linie CF die
Die Coordinaten eines in A gelegenen Elementes ds des Kre
seien $AD = y$, $CD = x$. Es sei der Winkel $ACD = \varphi$. F
der Abstand des Elementes ds von μ , $AI = r$.

Durch ds und I legen wir eine den Kreisstrom in A ta

Fig. 119.



Ebene, we
Axe in der
 B, F, G
Es sei en
Winkel zw
und r , also

$$\angle BAI$$

Ist die
des Stromes
den Kreis
fließt, gleich
Magnetism
magnetische
chens in I
so ist die
von ds auf

$$W = \frac{i \mu ds}{r^2} \sin \psi.$$

Wir setzen hier, wie in §. 160, die Constante c , mit der dies
zu multipliciren wäre, gleich Eins. Diese Kraft steht auf der Ebe

¹⁾ W. Weber, Elektrodyn. Maassbest. Thl. III, S. 546. 1852*.

senkrecht. Bezeichnet man die Winkel, welche das vom Coordinatenmittelpunkt C auf die Ebene FBG gefällte Loth mit den Coordinatenachsen der x , y , z macht, mit ξ , η , ζ , so sind die Componenten der Wirkung von ds auf μ nach den drei Axen

$$X = \frac{i\mu ds}{r^2} \cos \xi \sin \psi,$$

$$Y = \frac{i\mu ds}{r^2} \cos \eta \sin \psi,$$

$$Z = \frac{i\mu ds}{r^2} \cos \zeta \sin \psi.$$

Will man die Componenten der Wirkung des ganzen Kreisstromes zusammen, so muss man diese Ausdrücke nach ds integrieren. Es fällt die Y -Componente fort, da je zwei gleich weit über und unter der XZ -Ebene liegende Elemente ds stets gleiche und entgegengesetzte Wirkungen in der Richtung der Y -Axe auf das magnetische Theilchen üben.

In den übrig bleibenden Ausdrücken für X und Z kann man dann setzen:

$$\cos \xi \cdot \sin \psi = \frac{x}{r} \frac{x}{b}, \quad \cos \zeta \sin \psi = \frac{ax - b^2}{br}.$$

Ferner ist $ds = b d\varphi$, $x = b \cos \varphi$. Setzt man diese Ausdrücke für die Componenten X und Z erhaltenen Werthe und integrirt φ von 0 bis 2π , so erhält man die Gesamtcomponenten der Wirkung des Kreisstromes auf das magnetische Element:

¹⁾ Händenkamp, l. c. Diese Formeln leiten sich also her: Der Winkel ξ der Neigungswinkel der Ebene BFG und CFG . In der Ecke G ist nun: $\cos(BFG, FGC) = \cos BGC = \cos BIK = \frac{x}{BI}$. Im Dreieck BAI ist $AI \cdot \sin BAI = BI \cdot \sin ABI$, d. i. $BI = \frac{r \sin \psi}{\sin ABI}$. Legt man durch AD eine gegen BG senkrechte Ebene ADE , so ist $\angle AED = (BFG, BGC)$. Es ist aber $\sin ABI = \frac{AE}{AB}$, $\sin AED = \frac{AD}{AE}$. Werden diese Werthe in die obige Formel substituiert, so ist $\frac{\cos \xi \cdot AE}{AD} = \frac{x \cdot AE}{AB \cdot r \sin \psi}$ oder $\cos \xi \sin \psi = \frac{xx}{rb}$. — Der Winkel ζ ist das Supplement des Neigungswinkels der Ebene BFG und BCF . In der Ecke B ist aber $\cos(BFG, BCF) = \cos IBK = \frac{BK}{BI} = \frac{BK \sin ABI}{r \sin \psi}$. Werden wie oben die Werthe $\cos(BFG, BGC)$ und $\sin ABI$ eingeführt, so ist $-\cos \zeta \sin \psi = \frac{x}{b} \frac{BK}{r}$. Nun ist $BK = BC - a$ und, da $\triangle ADC \sim ABC$, $BC = \frac{b^2}{x}$, d. i. $-\cos \zeta \sin \psi = \frac{ax}{br}$.

$$(X) = i \mu b \cdot s \int_0^{2\pi} \frac{\cos \varphi d \varphi}{r^3} = 2 i \mu b s \int_0^{\pi} \frac{\cos \varphi d \varphi}{r^3}$$

$$(Z) = i \mu b \int_0^{2\pi} \frac{a \cos \varphi - b}{r^3} d \varphi = 2 i \mu b \int_0^{\pi} \frac{a \cos \varphi - b}{r^3} d \varphi.$$

In diesen Ausdrücken ist der Werth $r = \sqrt{a^2 + b^2 + z^2 - 2ab \cos \varphi}$ zu setzen.

Die Integrationen lassen sich nicht unmittelbar ausführen. Setzt man indess $c^2 = \frac{4ab}{(a+b)^2 + z^2}$ und $\psi = \pi - \frac{\varphi_0}{2}$, so lassen sich die Integrale auf die beiden ersten Formen der elliptischen Integrale $F(c, \varphi)$ und $E(c, \varphi_0)$ reduciren¹⁾. — Für praktische Zwecke ist die Integration von Bravais²⁾ ausgeführt worden. Wir folgen einer Entwicklung von H. Kinkelin.

Wir setzen $a^2 + b^2 + z^2 = s^2$ und entwickeln $\frac{1}{r^3}$ nach Potenzen von $\cos \varphi$. Dann ist

$$\frac{1}{r^3} = \frac{1}{s^3} \left(1 + \frac{3}{1} \frac{ab \cos \varphi}{s^2} + \frac{3 \cdot 5}{1 \cdot 2} \frac{a^2 b^2 \cos^2 \varphi}{s^4} + \frac{3 \cdot 5 \cdot 7}{1 \cdot 2 \cdot 3} \frac{a^3 b^3 \cos^3 \varphi}{s^6} + \frac{3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot 9}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4} \frac{a^4 b^4 \cos^4 \varphi}{s^8} + \dots \right).$$

Die Convergenz dieser Reihe ist leicht nachzuweisen. Wird dieser Werth in die Ausdrücke für (X) und (Z) eingeführt und beachtet man dabei, dass

$$\int_0^{\pi} \cos^{2n+1} \varphi d \varphi = 0, \int_0^{\pi} \cos^{2n} \varphi d \varphi = \pi \cdot \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2n-1)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \dots (2n)}$$

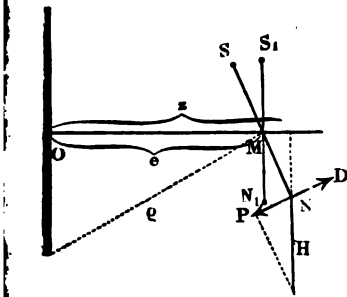
ist, so wird bei Vernachlässigung der die höheren Potenzen von a und b haltenden Glieder:

$$(X) = \frac{2 \pi i \mu b s}{s^3} \left\{ \frac{3ab}{2s^2} + \frac{3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot a^3 b^3}{2 \cdot 2 \cdot 4 \cdot s^6} \right\}$$

$$(Z) = \frac{2 \pi i \mu b a}{s^3} \left\{ \frac{3ab}{2s^2} + \frac{3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot a^3 b^3}{2 \cdot 2 \cdot 4 \cdot s^6} \right\} - \frac{2 \pi i \mu b^3}{s^3} \left\{ 1 + \frac{3 \cdot 5 a^2 b^2}{2 \cdot 2 \cdot s^4} + \frac{3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot 9 a^4 b^4}{2 \cdot 2 \cdot 4 \cdot 4 \cdot s^8} \right\}$$

¹⁾ Secchi, *Smithson Contr.* T. III, 2, p. 1; *Jahresber. der phys. Ges.* 1853 S. 513*; *Helmholtz*, *ibid.**. — ²⁾ Bravais, *Compt. rend.* T. XXXVI, p. 193. 1854 *Ann. de Chim. et de Phys.* [3] T. XXXVIII, p. 301; *Pogg. Ann.* Bd. LXXXV S. 446*. Die Formel von Bravais für die Fehlerberechnung (Seite 187) ist nicht richtig. Vergl. auch *Jacobi*, *Bullet. de St. Petersb.* T. XVI, p. 89. 1858*.

Es bilde das magnetische Theilchen μ (Fig. 120) den einen Pol 164 N einer Magnetnadel NS von der Länge $2l$, deren Mittelpunkt M in dem auf der Mitte des Kreisstromes errichteten Loth liege und von der Ebene desselben um die Länge $OM = e$ abstehe. Der Kreisstrom liege in der Ebene des magnetischen Meridians, so dass die Nadel in ihrer Ruhelage N_1S_1 der Ebene desselben parallel sei. Sie schwinde in der XZ -Ebene. Durch den Strom sei die Nadel um einen Winkel α aus ihrer Ruhelage abgelenkt. Wir wollen jetzt das Drehungsmoment be-



rechnen, welches der Kreisstrom auf die Nadel in dieser Lage ausübt.

Die Coordinaten des in N gelegenen Theilchens μ sind

$$z = e + l \sin \alpha, \quad a = l \cos \alpha.$$

Dann ist $s^2 = a^2 + b^2 + z^2 = l^2 + e^2 + b^2 + 2el \sin \alpha$.

Nennen wir ρ den Abstand des Mittelpunktes M der Nadel vom Umfang des Kreisstromes ρ , so ist $\rho^2 = e^2 + b^2$. Setzen wir dann noch der Kürze halber $c = 2e \sin \alpha$, $d = b \cos \alpha$,

so wird $s^2 = \rho^2 + l(l + c)$, $ab = ld$.

Diese Werthe sind in die Formeln I. einzuführen¹⁾. Wir erhalten danach

II.

$$X = \frac{2\pi i \mu b^2 \cos \alpha \sin \alpha}{\rho^3} \frac{l^2}{\rho^2} \left\{ \frac{3}{2} - \frac{3.5 lc}{2.2 \rho^2} - \frac{3.5}{2.2} \cdot \frac{l^2}{\rho^2} \left(1 - \frac{7(c^2 + d^2)}{4 \rho^2} \right) \right\} + \frac{2\pi i \mu b^2 \cos \alpha l e}{\rho^3} \frac{l}{\rho^2} \left\{ \frac{3}{2} - \frac{3.5 lc}{2.2 \rho^2} - \frac{3.5}{2.2} \cdot \frac{l^2}{\rho^2} \left(1 - \frac{7(c^2 + d^2)}{4 \rho^2} \right) + \frac{3.5 \cdot 7}{2.2 \cdot 4} \cdot \frac{l^3 c}{\rho^4} \left(2 - \frac{3(c^2 + 3d^2)}{2 \rho^2} \right) \right\}$$

$$Z = \frac{2\pi i \mu b^2 \cos^2 \alpha}{\rho^3} \frac{l^2}{\rho^2} \left\{ \frac{3}{2} - \frac{3.5 lc}{2.2 \rho^2} - \frac{3.5}{2.2} \cdot \frac{l^2}{\rho^2} \left(1 - \frac{7(c^2 + d^2)}{4 \rho^2} \right) \right\} + \frac{2\pi i \mu b^2}{\rho^3} \left\{ -1 + \frac{3 lc}{2 \rho^2} + \frac{3 l^2}{2 \rho^2} \left(1 - \frac{5(c^2 + 2d^2)}{4 \rho^2} \right) - \frac{3.5 l^3 c}{2.2 \rho^4} \left(1 - \frac{7(c^2 + 6d^2)}{12 \rho^2} \right) - \frac{3.5 l^4}{2.2 \rho^4} \cdot \left(\frac{1}{2} - \frac{7(c^2 + 2d^2)}{4 \rho^2} \right) + \frac{21(c^4 + 12c^2 d^2 + 6d^4)}{32 \rho^4} \right\}.$$

¹⁾ Die Werthe $\frac{1}{\rho^3}$ erhält man nach der allgemeinen Formel:

$$= \frac{1}{\rho^3} \left\{ 1 - \frac{n c l}{2 \rho^2} - \frac{l^2 n}{\rho^3} \frac{n}{2} \left(1 - \frac{n+2}{4} \frac{c^2}{\rho^2} \right) + \frac{l^3 c}{\rho^4} \cdot \frac{n(n+2)}{2.4} \left(2 - \frac{n+4}{6} \frac{c^2}{\rho^2} \right) + \frac{l^4 n(n+2)}{\rho^4 \cdot 2.4} \left(1 - \frac{n+4}{2} \frac{c^2}{\rho^2} + \frac{(n+4)(n+6)}{6 \cdot 6} \frac{c^4}{\rho^4} \right) \right\}$$

Das durch diese Componenten ausgeübte Drehungsmoment erhält man, indem man ihre Projectionen auf das in der XZ -Ebene auf die Nadel NM gefällte Loth PND addirt und mit l multiplicirt. Dasselbe ist dann

$D = l \cdot [(Z) \cos \alpha + (X) \sin \alpha]$. Setzen wir $e \sin \alpha = \frac{c}{2}$, so ergibt sich

$$D = \frac{2\pi i \mu b^2 l \cos \alpha}{\varrho^3} \left\{ -\frac{3}{2} + \frac{3.5 l c}{2.2 \varrho^2} + \frac{3.5}{2.2} \cdot \frac{l^2}{\varrho^2} \left(1 - \frac{7(c^2 + d^2)}{4 \varrho^2} \right) \right\} \\ + \frac{2\pi i \mu b^2 l \cos \alpha}{\varrho^3} \left\{ 1 - \frac{9 l c}{4 \varrho^4} - \frac{3 l^2}{2 \varrho^2} \left(1 - \frac{5(c^2 + d^2)}{2 \varrho^2} \right) \right. \\ \left. + \frac{3.5}{2.2} \cdot \frac{l^3 c}{\varrho^4} \left(\frac{3}{2} - \frac{35(c^2 + 3 d^2)}{24 \varrho^2} \right) + \frac{3.5}{2.2} \cdot \frac{l^4}{\varrho^4} \left(\frac{1}{2} - \frac{14(c^2 + d^2)}{4 \varrho^2} \right) \right. \\ \left. + \frac{63(c^4 + 6 c^2 d^2 + 2 d^4)}{32 \varrho^4} \right\}.$$

Setzt man schliesslich für c und d die Werthe ein und vereint beide Glieder, so ist

$$D = \frac{2\pi i \mu b^2 l \cos \alpha}{\varrho^3} \left\{ 1 - \frac{9 l e \sin \alpha}{2 \varrho^2} - \frac{3 l^2 (4 e^2 - b^2) (1 - 5 \sin^2 \alpha)}{4 \varrho^4} \right. \\ \left. + \frac{25 l^3 e \sin \alpha (4 e^2 - 3 b^2) (3 - 7 \sin^2 \alpha)}{16 \varrho^6} \right. \\ \left. + \frac{45 l^4 (8 e^4 - 12 e^2 b^2 + b^4) (1 - 14 \sin^2 \alpha + 21 \sin^4 \alpha)}{64 \varrho^8} \right\}.$$

Das dem Südpol der Nadel entsprechende Drehungsmoment erhält man in ganz gleicher Weise, wenn man in der Klammer statt l nur $-l$ setzt. Dann ist das auf beide Pole zugleich ausgeübte Doppelmoment

$$D = \frac{4\pi i \mu b^2 l \cos \alpha}{\varrho^3} \left\{ 1 - \frac{3 l^2 (4 e^2 - b^2) (1 - 5 \sin^2 \alpha)}{4 \varrho^4} \right. \\ \left. + \frac{45 l^4 (8 e^4 - 12 e^2 b^2 + b^4) (1 - 14 \sin^2 \alpha + 21 \sin^4 \alpha)}{64 \varrho^8} \right\}$$

oder kurz

$$D = \frac{4\pi i \mu b^2 l \cos \alpha}{\varrho^3} K.$$

Wirkt auf die Nadel noch die horizontale Componente H des Erdmagnetismus, so ist das durch diese auf den einen Pol N der Nadel ausgeübte Drehungsmoment zu erhalten, indem man den vom Erdmagnetismus auf das magnetische Theilchen μ ausgeübten Zug $H\mu$ auf die durch den Pol gezogene und auf der Nadel senkrechte Linie projectirt und die Projection NP mit l multiplicirt. Dasselbe ist also, da die Nadel um $\angle \alpha$ abgelenkt ist, $H \cdot \mu l \sin \alpha$, und das auf beide Pole der Nadel ausgeübte Doppelmoment $2 H \mu l \sin \alpha$.

Soll die Nadel unter dem doppelten Einfluss des Kreisstromes und Erdmagnetismus in Ruhe sein, so müssen die durch beide Kräfte ausgeübten Drehungsmomente gleich sein, also

$$D = \frac{4 \pi i \mu b^2 l \cos \alpha}{\varrho^3} K = 2 H \mu l \sin \alpha,$$

$$H \operatorname{tg} \alpha = \frac{2 \pi i b^2}{\varrho^3} K.$$

Das zweite Glied des Ausdruckes K verschwindet, wenn man $4e^2 = b^2$ oder $e = \frac{b}{2}$ setzt. Vernachlässigt man den Werth des dritten Gliedes,

$$\text{wird} \quad H \operatorname{tg} \alpha = \frac{2 \pi i b^2}{\varrho^3} \text{ oder } i = \text{const. } H \operatorname{tg} \alpha.$$

Es sind also die Tangenten der Ablenkungen der Nadel der Intensität des Stromes direct proportional, wenn der Abstand des Mittelpunktes der Nadel von der Ebene des Kreisstromes gleich der Hälfte seines Radius ist.

Der Fehler, den man bei dieser Annahme begeht, berechnet sich, wenn man den Werth $e = \frac{b}{2}$ in das dritte Glied von K einführt, welches der That nicht zugleich mit dem zweiten verschwindet. Dieses Glied wird:

$$\delta = - \frac{54}{125} \frac{l^4}{b^4} (1 - 14 \sin^2 \alpha + 21 \sin^4 \alpha).$$

Der Werth dieses Gliedes ist abhängig vom Ablenkungswinkel α der Nadel und dem Verhältniss von l zu b . — Der Werth in der Klammer ist für $\alpha = 0$, nimmt mit wachsendem α bis $\alpha = 16\frac{1}{2}^\circ$ ab, wird dann negativ und erreicht sein Minimum gleich $-\frac{4}{3}$ bei $\alpha = 35\frac{1}{4}^\circ$, wächst auf wieder, geht durch Null bei $\alpha = 50^\circ$, erreicht den Werth $\frac{4}{3}$ bei $\alpha = 56^\circ$, und wächst bis zu 8, wenn $\alpha = 90^\circ$ ist. So lange $\alpha < 56^\circ$ wächst daher der absolute Werth von δ niemals über $\frac{3}{5} \frac{l^4}{b^4}$.

Ist in diesem Fall die halbe Länge der Nadel gleich dem fünften Theil des Radius des Kreisstromes, also $l = \frac{1}{5} b$, so wird $\delta < 0,001$; $l = \frac{1}{6} b$, so wird $\delta < 0,0005$, so dass also hier das oben ausgesagene Tangentengesetz innerhalb sehr weiter Grenzen fast völlig richtig ist.

Wird auf der anderen Seite der Nadel in gleichem Abstände 165

$e = -\frac{b}{2}$ noch ein zweiter Drathkreis von demselben Radius b wie

der erste, und gleichfalls parallel der Ebene des Meridians auf durch welchen der Strom in gleicher Richtung fliesst, wie durch den, so verdoppelt sich das gesammte, auf beide Pole der Nadel ausgeübte Drehungsmoment. Es finden also die zuletzt angegebenen Abweichungen von dem Tangentengesetz in ganz ähnlicher Weise statt. Da indess jetzt die auf jeden einzelnen Pol der Nadel ausgeübte Drehung dieselbe ist, so erhält die ganze Nadel nicht mehr einen Antrieb, sich einem oder anderen Stromkreise zu nähern.

Die beiden Componenten der Wirkung der beiden Stromkreise, die auf ihrer Ebene senkrechten (Z) und ihnen parallelen Richtungen werden in diesem Fall

$$(X) = \frac{2304 \pi i \mu l^4}{625 \sqrt{5} \cdot b} \frac{l^4}{b^4} (3 - 7 \sin^2 \alpha) \sin \alpha \cos \alpha,$$

$$(Z) = \frac{32 \pi i \mu}{5 \sqrt{5} \cdot b} \left\{ -1 + \frac{l^4}{b^4} \frac{18 (3 - 30 \sin^2 \alpha + 35 \sin^4 \alpha)}{125} \right\}$$

Können wir die vierten Potenzen von $\frac{l}{b}$ vernachlässigen, so wird

$$(X) = 0,$$

$$(Z) = -\frac{32 \pi i \mu}{5 \sqrt{5} \cdot b}.$$

Dann ist also die Kraft, welche auf die um den Abstand l vom Drehungsmittelpunkt der Nadel entfernten Punkte derselben in der Lage wirkt, nur in der Richtung der Axe beider Kreisströme und eben so gross, wie wenn ihre Pole in dem Drehungsmittelpunkt selbst lägen.

Geben wir den Werthen (X) und (Z) die Form

$$(X) = -\frac{32 \pi i \mu}{5 \sqrt{5} \cdot b} \delta^1 \quad (Z) = -\frac{32 \pi i \mu}{5 \sqrt{5} \cdot b} (1 \pm \delta^1)$$

so ist für

α	0	19° 53'	40° 54'	59° 27'	67° 47'	90°
δ^1	$-0,432 \frac{l^4}{b^4}$	0	$0,494 \frac{l^4}{b^4}$	0	$-0,432 \frac{l^4}{b^4}$	-1

(Maximum)

ferner für

α	0	20° 57'	40° 54'	66° 57'	90°
δ^1	0	$-0,405 \frac{l^4}{b^4}$	0	$-0,608 \frac{l^4}{b^4}$	0

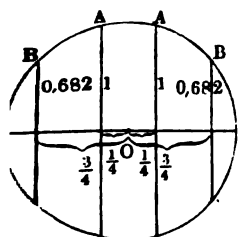
Es bleibt also der Werth δ^1 jedenfalls unter $\pm 0,6 \frac{l^4}{b^4}$, der Werth

einem Ablenkungswinkel der Nadel von 68° unter $0,5 \frac{l^4}{b^4}$. Ist $l = b$, so ist $\frac{l^4}{b^4} = \frac{1}{256}$, und selbst bei einer Ablenkung von 90° würde der Werth δ nur etwa $\frac{1}{200}$ betragen. Der Werth (Z) würde sich also sehr wenig ändern, der Werth (X) aber unter $\frac{1}{400}$ des Werthes von X bleiben.

Ist die Länge der Nadel noch kleiner als $\frac{b}{4}$, so ist der Maximumwerth der X -Componente noch weniger verschieden von Null, und der Werth der Z -Componente weicht noch weniger von dem Werth $\frac{32 \pi i \mu}{5 \sqrt{5} \cdot b}$. Denken wir uns also um den Mittelpunkt der Nadel eine Kugel mit dem Radius von der Länge $\frac{b}{4}$ beschrieben, welche mit einem magnetischen Metall erfüllt ist, so kann man für alle in derselben liegenden Theile des Metalles innerhalb gewisser Grenzen die X -Componente als verschwindend und die Z -Componente als constant ansehen. Alle Theile der Kugel sind dann nahezu gleichen magnetischen Kräften unterworfen, welche alle auf den Ebenen der Stromkreise senkrechten Richtung wirken.

Noch vollständiger würde man nach Neumann¹⁾ diesen Zweck erreichen durch Anwendung zweier parallel liegender Rollenpaare, A und B (Fig. 121), deren

Fig. 121.



Windungen in einer um den Drehungsmittelpunkt O der Nadel beschriebenen Kugeloberfläche vom Radius b liegen, deren Ebenen sich in den Abständen $\frac{1}{4} b$ und $\frac{3}{4} b$ vom Mittelpunkt befinden, und die die Windungszahlen 1 und $0,682$ besitzen.

Wir wollen hier noch eine elementare Ableitung des §. 163 und 164 166 entwickelten Gesetzes beifügen, welche von Pierre²⁾ gegeben worden ist, der die Nadel als sehr klein angenommen wird, und deshalb die der Nadel der Stromkreise parallele Componente des von dem Strom auf die Nadel ausgeübten Drehungsmomentes vernachlässigt werden kann.

Ist der Abstand des Mittelpunktes der Nadel von der Kreisebene

¹⁾ Neumann, vgl. Wild, Züricher Vierteljahrsschrift, Bd. II, S. 239. 1857*. Eine weitere Annäherung hat J. Schumann (Eine neue Tangentenbusssole, Osterprogramm des Altstädt. Gymnasiums Königsberg 1862*) erreicht, indem er mehrere Drathseile mit verschiedenen Windungszahlen combinirt, in denen der Strom in verschiedener Dichtigkeit verzweigt ist. — ²⁾ Pierre, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 165. 1855*.

190 Wirkung eines Kreisstromes auf eine Magnetnadel.

e , ihre Neigung gegen ihre Ruhelage im Meridian α , ihre Länge l , so ist der Abstand ihrer Pole von der Kreisebene

$$x_1 = e + l \sin \alpha, \quad x_2 = e - l \sin \alpha.$$

Ist ferner i die Intensität des Stromes, k eine Constante, $2\mu l d$ magnetische Moment der Nadel, b der Radius des Drahttringes der Boussole, H die horizontale Componente des Erdmagnetismus, so erhält man das auf die Nadel in der Richtung senkrecht zu der Ebene des Drahtkreises ausgeübte Drehungsmoment:

$$X = 2\pi k b^2 \mu i \left(\frac{1}{(x_1^2 + b^2)^{3/2}} + \frac{1}{(x_2^2 + b^2)^{3/2}} \right)$$

und

$$i = \frac{H \operatorname{tg} \alpha}{\pi k b^2} \left(\frac{(x_1^2 + b^2)^{3/2} \cdot (x_2^2 + b^2)^{3/2}}{(x_1^2 + b^2)^{3/2} + (x_2^2 + b^2)^{3/2}} \right).$$

Setzt man die Werthe für x_1 und x_2 in diese Gleichung ein, entwickelt die einzelnen in Klammern geschlossenen Potenzen nach dem binomischen Satz bis zu den $\sin^2 \alpha$ enthaltenden Gliedern, so erhält man zuletzt nach Ausführung der Multiplicationen

$$i = \frac{(e^2 + b^2)^{3/2}}{2\pi k b^2} H \operatorname{tg} \alpha \left(1 + \frac{3}{2} (b^2 - 4e^2) \frac{l^2 \sin^2 \alpha}{(e^2 + b^2)^2} \right).$$

Setzt man in dieser Formel den Abstand der Nadel von der Ebene des Stromkreises

$$e = \frac{b}{2}$$

gleich der Hälfte seines Radius, so ergibt sich die von der Grösse l unabhängige directe Proportionalität von i mit $H \operatorname{tg} \alpha$.

Zweites Capitel.

Magnetische und elektromagnetische Messmethoden.

I. Absolutes Maass des Magnetismus.

Die Intensität eines galvanischen Stromes kann auf verschiedene Weise bestimmt werden. Wir haben schon Thl. I, §. 132 ein elektrostatisches Maass derselben festgestellt und in der Elektrochemie (Thl. I, 317) die Messung derselben mittelst des Voltameters erwähnt. Ebenso konnten wir aus der Wärmemenge, die in einem in den Stromkreis eingeleiteten Platindrath entwickelt wird, auf die Intensität des Stromes schließen. Bei diesen Methoden erhält man indess stets nur den mittleren Werth der Intensität während eines längeren Zeitraumes. Viel zweckmässiger ist es, die Intensität der galvanischen Ströme durch ihr elektrodynamisches Verhalten oder aus ihrer Einwirkung auf eine durch den Erdmagnetismus gerichtete Magnethadel zu bestimmen und auf diese Weise mit magnetischen Kräften zu vergleichen.

Um die an verschiedenen Orten der Erde und unter verschiedenen Bedingungen angestellten Messungen unter einander vergleichen zu können, müssen wir zuerst ein gemeinsames absolutes Maass des Magnetismus herstellen.

Befinden sich in zwei Molekülen die Magnetismen m und m_1 (welche wir als durch Molekularströme oder auf irgend eine andere Weise hervorgehoben ansehen können), ist ihre Entfernung von einander $= r$, ist ihre Wirkung auf einander:

$$A = \pm \frac{m m_1}{r^2},$$

¹⁾ Gauss, *Intensitas vis magneticae terrestris ad mensuram absolutam revocata*. *Comment. soc. reg. Gotting. recent.* T. VIII. 1832*; *Pogg. Ann.* Bd. XXVII, S. 241, * — Wir beschränken uns, dem Plan dieses Werkes gemäss, nur das Wichtigste über die Messung des Magnetismus in absolutem Maasse anzuführen.

wo das positive Zeichen zu wählen ist, wenn die magnetischen Massen gleichartig sind, also eine Abstossung zwischen ihnen stattfindet, welche ihre Entfernung zu vergrössern strebt.

In obiger Formel betrachten wir als Einheit des Magnetismus diejenige Menge desselben, welche auf eine gleich grosse Menge desselben Magnetismus in der Einheit der Entfernung (ein Millimeter) eine abstossende Kraft ausübt, welche gleich der Wirkung der beschleunigenden Kraft Eins auf die Masse Eins ist.

Als Einheit der Masse betrachten wir im Folgenden stets die Masse eines Milligramms.

- 169 Wir haben §. 69 und 70 die ältere Ansicht mitgetheilt, nach der jedes Theilchen eines magnetischen Körpers gleich viel entgegengesetzte magnetische Massen $\pm \mu$ enthält, welche im unmagnetischen Zustande des Körpers mit einander verbunden, im magnetischen Zustande einer bestimmten Richtung von einander geschieden sind. Als ein Maass für die Grösse dieser Scheidung dient uns das magnetische Moment des Theilchens, d. i. das Product der in ihm getrennten magnetischen Massen μ mit dem Zwischenraum, um den sie von einander entfernt worden sind. Wir sind nicht im Stande, diese beiden Grössen direct zu trennen von einander zu bestimmen. In der That, lassen wir das magnetische Theilchen ab , in dem die magnetischen Massen $\pm \mu$ um die Länge ρ von einander geschieden sind, auf ein in der Richtung seiner Axe liegendes nord- oder süd magnetisches Element m wirken, dessen Abstand von der Mitte von ab gegen die sehr kleine Länge ρ sehr bedeutend ist, so ist wegen der Kleinheit von ρ die Wirkung von ab auf m gleich

$$\frac{m\mu}{\left(r + \frac{\rho}{2}\right)^2} - \frac{m\mu}{\left(r - \frac{\rho}{2}\right)^2} = -\frac{2m\mu\rho}{r^3}.$$

Die Wirkung ist hier also nur von dem Product $2\mu\rho$ abhängig. Liegt das Element m nicht in der Axe von ab , sondern bildet die Verbindungslinie r mit der Axe einen Winkel α , so könnten wir das Theilchen stets in zwei Componenten zerlegen, von denen die eine das Moment $2\mu\rho \cos \alpha$ hätte und mit der Verbindungslinie zusammenfiel, die zweite das Moment $2\mu\rho \sin \alpha$ hätte, auf letzterer senkrecht stände und keine Wirkung auf μ ausübte, da ihre Länge gegen r verschwände. Dann wäre also wieder die Wirkung nur von dem Moment des Theilchens $2\mu\rho$ abhängig. Wollten wir in dem magnetischen Körper schon fertige Molekularmagnete annehmen, die nur durch die Magnetisirung gerichtet würden, so würden auch ein solches Molekül, dessen Länge ρ , dessen schon geschiedene Flüsse $\pm \mu$ wären, gegen ein im Abstände r liegendes magnetisches Theilchen mit der Kraft $\frac{2\mu m \rho \cos \epsilon}{r^3}$ wirken, wo ϵ der Winkel wäre zwischen der Verbindungslinie und der Axe des Theilchens. Die Annahme von Molekularströmen an Stelle der Molekularmagnete gäbe nach §. 110 dieselben Resultate.

Bleiben wir indess bei der Annahme der beiden magnetischen Fluida stehen, so muss, wenn wir die auf ein ausserhalb des Körpers liegendes Theilchen entgegengesetzt wirkenden magnetischen Fluida desselben als positiv und negativ bezeichnen, die Gesamtsumme dieser Fluida im Körper stets gleich Null sein, da er gleiche Quantitäten derselben enthält. Ist daher das magnetische Fluidum eines Moleküls des Körpers gleich dm , so muss für den ganzen Körper sein:

$$\int dm = 0.$$

Hat nun ein Molekül die Coordinaten x, y, z , so sind die magnetischen Momente des Körpers in Bezug auf die drei Axen der y und z : 170

$$X = \int x dm, Y = \int y dm, Z = \int z dm,$$

die Integrationen über den ganzen Körper ausgedehnt sind. Wird der Anfangspunkt der Coordinaten auf der einen Axe, z. B. auf der x -Axe um eine Länge c verschoben, so werden jetzt die Coordinaten des Elementes $\xi = x + c, y$ und z , also das magnetische Moment nach der X -Axe:

$$X_0 = \int \xi dm = \int (x + c) dm = \int x dm + c \int dm.$$

Da $\int dm = 0$ ist, ist also

$$X_0 = \int x dm = X.$$

Das magnetische Moment ist also nur von der Richtung der Hauptaxen abhängig, nicht aber von der Lage des Coordinatenanfangspunktes. Man kann jene Axen also sich selbst parallel verschieben, ohne das magnetische Moment in Bezug auf dieselben zu ändern.

Legt man durch den Anfangspunkt der Coordinaten eine vierte Axe N , welche mit den Hauptaxen die Winkel α, β, γ bildet, so ist der Abstand e der Projection N des Punktes x, y, z auf diese Axe vom Coordinatenanfangspunkt:

$$ON = e = x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma,$$

das magnetische Moment des Körpers in der Richtung dieser Axe:

$$\begin{aligned} N &= \int x \cos \alpha dm + \int y \cos \beta dm + \int z \cos \gamma dm \\ &= X \cos \alpha + Y \cos \beta + Z \cos \gamma. \end{aligned}$$

Setzt man $X^2 + Y^2 + Z^2 = M^2$, und $X = M \cos a, Y = M \cos b, Z = M \cos c$, so ist

$$N = M (\cos a \cos \alpha + \cos b \cos \beta + \cos c \cos \gamma).$$

Wird durch den Anfangspunkt der Coordinaten noch eine fünfte OL gelegt, welche mit der Axe ON den Winkel ω , mit den ersten Axen der x, y und z die Winkel a, b, c macht, so ist

$$\cos \omega = \cos a \cos \alpha + \cos b \cos \beta + \cos c \cos \gamma,$$

$$N = M \cos \omega.$$

Fällt die vierte Axe mit der fünften zusammen, so ist $\cos \omega = 1$ im Maximum, und ebenso das magnetische Moment N im Maximum, also

$$N = M.$$

Die so gelegene Axe $OL = ON$, für welche das magnetische Moment ein Maximum ist, heisst die magnetische Axe des Körpers.

Da sich das magnetische Moment nur nach der Richtung der Axe ändert, so ist auch nur die Richtung der magnetischen Axe hierdurch bestimmt, und unendlich viele parallele Linien können für dieselbe genommen werden.

Steht die Axe ON senkrecht auf der magnetischen Axe, ist $\cos \omega = 0$, also

$$N = 0.$$

Das magnetische Moment eines magnetischen Körpers in Bezug auf eine gegen seine magnetische Axe senkrechte Axe ist also gleich Null; in Bezug auf eine Axe, die mit derselben einen spitzen Winkel macht, positiv in Bezug auf eine Axe, die mit ihr einen stumpfen Winkel bildet, negativ.

171 Um das magnetische Moment M eines Körpers in Bezug auf seine Hauptaxe zu bestimmen, lassen wir auf denselben von aussen den Erdmagnetismus wirken, welcher auf die in allen Theilen des Körpers enthaltenen magnetischen Fluida in gleicher Richtung anziehend oder abstossend wirkt und zwar mit einer Kraft, die dem Product der erdmagnetischen Kraft mit der Quantität des magnetischen Fluidums entspricht.

Im Allgemeinen bedient man sich hierbei der horizontalen Componente H der erdmagnetischen Kraft allein, und sucht zwei Relationen zwischen M und H zu bestimmen, einmal das Product MH und dann den Quotienten $\frac{M}{H}$. Aus beiden Werthen bestimmt sich dann M und besonders.

1. Bestimmung des Productes MH .

172 Werden die Punkte eines Körpers, deren Coordinaten x, y, z sind, von aussen durch gleiche und parallele Kräfte P sollicitirt, so gelten denselben folgende Gleichgewichtsbedingungen:

1. $\Sigma P = 0$.
2. $\Sigma Px = 0, \Sigma Py = 0, \Sigma Pz = 0$.

Wird nun ein magnetischer Körper, dessen einzelne Theilchen den Magnetismus dm besitzen, in allen Theilen von aussen durch gleiche und parallele magnetische Kräfte P sollicitirt, so ist die jedes Element bewirkende Kraft Pdm . Es ist dann die erste Bedingung erfüllt, da

$$\int Pdm = P \int dm = 0 \text{ ist.}$$

Fällt ferner die magnetische Axe des Körpers mit der Z -Axe zusammen, so ist in Betreff der zweiten Bedingung zuerst

$$\Sigma P x d m = P \Sigma x d m = 0,$$

$$\Sigma P y d m = P \Sigma y d m = 0;$$

1 Y -Axe auf der magnetischen (Z) Axe senkrecht stehen. In sich ferner auf der magnetischen (Z) Axe zwei Punkte μ und ν und $s \perp r$ von dem Anfangspunkt der Coordinaten die Kräfte $\pm F$ thätig sind, die in entgegengesetzter Richtung die Kräfte $P d m$ wirken, so muss, um das Gleichgewicht da $\Sigma P z d m = P \Sigma z d m = P M$, wo M das Moment des zug auf die Hauptaxe ist:

$$= \mp F(r + s) \pm F s, \text{ d. i. } P M \pm F r = 0 \text{ sein.}$$

Bedingung kein s enthält, ist es gleichgültig, an welchen und entfernten Punkten der magnetischen Axe die Kräfte nur wird ihre Grösse bestimmt durch die Gleichung

$$F = \mp \frac{P M}{r}.$$

die einzelnen Theile einer magnetischen Masse von verschiedenen, gleich starken und parallelen beschleunigenden magnetischen Kräfte P lassen sich also durch zwei gleiche Kräfte ersetzen, welche an zwei Punkten der Z -Axe thätig sind. Wir bezeichnen diese Punkte als die Pole.

In sich, dass der eine der beiden Punkte μ und ν , z. B. μ im Schwerpunkt des Körpers zusammenfalle und fest sei, so schwingt ein um die Lage gebrachte magnetische Körper, vorausgesetzt, dass die magnetischen Kräfte auf ihn wirken, unter ihrem Einfluss, wie ein Körper am Punkt μ frei aufgehängt wäre, und auf den Punkt

die Schwerkraft mit der Kraft $\frac{P M}{r}$ wirkte.

Wir an, der magnetische Körper sei in seinem Schwerpunkt 173

so dass er sich nur um eine verticale Axe drehen kann, so dass die Theilchen nur die horizontale Componente der erdmagnetischen Kraft H . Dann ist der Körper im Gleichgewicht, wenn seine Drehungsaxe mit der Richtung des erdmagnetischen Meridians zusammenfällt. Der Werth P in unseren Formeln ist gleich H . Wird der Körper aus dieser Lage gedreht, so schwingt er um dieselbe, wie ein Körper unter der Kraft in der Richtung des magnetischen Meridians auf der Drehungsaxe entfernten Punkt mit der Kraft $\frac{H M}{r}$

als Trägheitsmoment des magnetischen Körpers in Bezug auf die Drehungsaxe $= k$, so ist die Zeitdauer t einer Schwingung des-

$$t = \pi \sqrt{\frac{r}{HM} \cdot \frac{k}{r}} = \pi \sqrt{\frac{k}{HM}}$$

$$HM = \frac{\pi^2 k}{t^2} \dots \dots \dots$$

Wir wiederholen, dass in dieser Formel entsprechend den §. 168 gegebenen Bestimmungen als Einheit für H und M die beschleunigende Kraft genommen ist, welche der Masse eines Milligramms in der Zeiteinheit die schwindigkeit Eins (ein Millimeter) ertheilt.

Wollte man dagegen die beschleunigende Kraft der Schwere g Eins setzen, so würde die Länge l eines einfachen Pendels, welches Schwingungsdauer t besitzt, durch die Formel

$$t = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}, \text{ also } l = \frac{g t^2}{\pi^2}$$

bestimmt sein. — Ist die Schwingungsdauer eines solchen Pendels $t = 1$, so ist für dieses $g = \pi^2 l$.

Um daher HM so auszudrücken, dass als Grundmaass die Kraft $g = 1$ gesetzt ist, ist die Formel noch durch $g = \pi^2 l$ zu ren, und man erhält dann:

$$H_1 M_1 = \frac{\pi^2 k}{g t^2} = \frac{k}{l t^2} \dots \dots \dots (g)$$

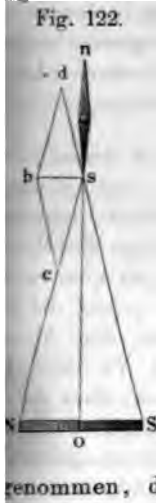
in welcher Formel l die Länge des Secundenpendels ist.

2. Bestimmung des Quotienten $\frac{M}{H}$.

174 Zu dieser Bestimmung lässt man den Magnetstab NS , für den das Product seines magnetischen Momentes M mit der horizontalenponente des Erdmagnetismus H bestimmt hat, von der Seite in einer Lage auf eine kleine, frei aufgehängte Magnetnadel ns wirken bestimmt die Ablenkung, um welche sie hierdurch aus dem magnetischen Meridian abweicht, in dem sie durch den horizontalen Zue Erdmagnetismus festgehalten wird. Man wählt die gegenseitige des Magnetstabes und der Nadel so, dass die Ablenkung ein Maximum und die Berechnung einfach wird. Zu dem Ende legt man den Magnetstab in dieselbe Horizontalebene mit der Nadel und zwar mit seiner senkrecht gegen den magnetischen Meridian, so dass entweder die Verlängerung der Axe der Nadel die Länge des Stabes, oder die Verlängerung der Axe des Stabes die magnetische Axe der Nadel halbt durch ihre Drehungsaxe geht.

Wir wollen annehmen, die Nadel ns sei so weit vom Stabe entfernt, dass wir die von den einzelnen Stellen desselben ausgehenden Kräfte als parallel ansehen und die Resultanten derselben in einem Punkte concentriert denken können.

1. Die Verlängerung der Axe der Nadel ns halbirt die Axe des Magnetstabes NS (Fig. 122).



Es sei die Quantität des magnetischen Fluidums, welches wir in den magnetischen Polen von NS concentrirt denken, gleich $\pm m$, das in den Polen von ns concentrirte $\pm \mu$, so ist die Anziehungs- und Abstossungswirkung der Pole N und S des Stabes auf den Pol s der Nadel durch die gleich grossen in der Richtung von Ss und Ns liegenden Linien sc und sd dargestellt, und die Resultante beider Wirkungen bs steht auf der Axe der Nadel ns senkrecht.

Da nun Dreieck $db s \propto s N S$, so verhält sich $bs : ds = NS : Ns$.

Es sei die Resultante $bs = f$. Ist die Länge von $NS = 2a$, und können wir für den Abstand sN den directen Abstand $so = r$ des Poles s der Nadel von der Mitte von NS setzen, wenn, wie wir angenommen, die Länge $2a$ gegen den Abstand r klein ist, so folgt

$$ds = \frac{m\mu}{r^2},$$

$$f = \frac{2a^2 m\mu}{r^3};$$

ist aber das magnetische Moment M des Stabes NS , so dass sich

$$f = \frac{Mm}{r^3}$$

ab. — Ist die Nadel ns gegen r klein, so können wir ihre Pole n und s in ihren Mittelpunkt verlegt denken, und es ergibt sich die auf den Pol n wirkende Kraft ebenso gross wie f und nur der Richtung nach entgegengesetzt.

Bezeichnen wir die halbe Länge der Nadel ns mit α , so würde $M = M_1$ das magnetische Moment derselben und $2\alpha f = d$ das Drehungsmoment sein, welches der Stab NS auf dieselbe ausübt; dann dieses Drehungsmoment

$$d = \frac{M M_1}{r^3}.$$

Das Drehungsmoment d_1 , welches der Stab auf die Nadel in der Entfernung 1 ausübt, ist demnach

$$d_1 = M M_1.$$

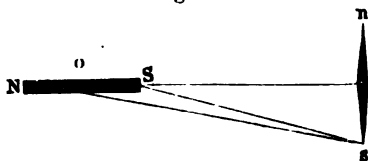
Diesen Werth nennt man das auf die Einheit der Entfernung reducirte Drehungsmoment.

Setzen wir $d_1 = 1$, $M = M_1$, so ist $M = M_1 = 1$.

Als Einheit des magnetischen Momentes einer Nadel kann das Moment einer Nadel betrachten, welche auf eine zweite in angegebenen Lage befindliche Nadel von gleichem Moment in der Entfernung ein Drehungsmoment ausübt, welches gleich Druck eines Milligramms an dem Ende eines Hebelarms von einem Millimeters.

175 2. Schneidet die Verlängerung der Axe des Stabes NS , des abstand $2a$ ist, den Mittelpunkt der Nadel ns , Fig. 123, und

Fig. 123.



der Abstand des Mittelpunktes des Stabes NS von dem Mittelpunkte der Nadel gleich r , so können die Nadel ns gegen die Entfernung os klein ist, der $Ss = r - a$ und $Ns = r + a$ setzen und annehmen, dass die Pole S und N auf

senkrechten Abstoßungs- und Anziehungswirkungen auf der magnetischen Axe ns der Nadel senkrecht stehen. Diese Wirkungen sind ab-

$$\frac{m\mu}{(r+a)^2} \text{ und } -\frac{m\mu}{(r-a)^2},$$

also ihre Summe

$$F = -\frac{4ra}{(r^2 - a^2)^2} m\mu = -\frac{2r}{(r^2 - a^2)^2} M\mu.$$

Bei Entwicklung des Nenners in eine Reihe und Vernachlässigung der höheren Potenzen von $\frac{a}{r}$ enthaltenden Glieder wird die

$$F = -\frac{2M\mu}{r^3} \left(1 + 2\frac{a^2}{r^2}\right),$$

oder, wenn die Länge von a gegen den Abstand r zu vernachlässigen

$$F = -\frac{2M\mu}{r^3}.$$

Das auf beide Pole der Nadel ausgeübte Drehungsmoment ist sich zu

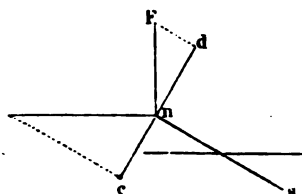
$$\frac{2MM_1}{r^3}.$$

In beiden Fällen 1 und 2 ist also unter Vernachlässigung des Abstandes r kleinen Größen die gegen die magnetische Achse senkrechte Resultante der Wirkungen des Magnetismus dritter Potenz des Abstandes ihres Mittelpunktes vom Mittelpunkte des Stabes proportional ¹⁾ (vergl. §. 88).

¹⁾ Dieselben Resultate ergeben sich auch aus §. 111 und dem §. 112 ten Gauss'schen Satze.

Ist also die Nadel vor dem einen Pol des Stabes NS aufgehängt, so als Drehungsmoment doppelt so gross, wie wenn der Stab vor dem andern Pol der Nadel sich befindet. — Durch den Einfluss dieses Drehungsmomentes werde im letzteren Falle in der „ersten“ Lage die Nadel dem magnetischen Meridian um den Winkel φ abgelenkt. Es nähert sich hierdurch der eine und andere Pol ein wenig von dem stehenden Magnetstab. Wir wollen diese Aenderung der Entfernung r

Fig. 124.



vernachlässigen, eben so wie die dadurch bewirkte Veränderung der Richtung der Resultante. Soll nun dieselbe unter dem gemeinschaftlichen Zuge der horizontalen Komponente des Erdmagnetismus H (nH in Fig. 124) und der Kraft f . (nF in der Figur) im Gleichgewicht sein, so müssen die beiden auf der Axe der Nadel senkrechten Componenten dieser Kräfte (nc und nd) gleich sein. Es ist $nc = nH \sin \varphi$ und $nd = nF \cos \varphi$; r ist die Wirkung der horizontalen Komponente H des Erdmagnetismus auf die Nadel nH gleich μH , und so ergibt sich

$$\mu H \sin \varphi = \frac{M \mu}{r^3} \cos \varphi,$$

$$r^3 \operatorname{tg} \varphi = \frac{M}{H}.$$

Würden wir den Winkel φ_1 bei der zweiten Lage des Magnets bestimmen, so würde $r^3 \operatorname{tg} \varphi_1$ sich gerade doppelt so gross erweisen, da in diesem Falle

$$\frac{r^3 \operatorname{tg} \varphi_1}{2} = \frac{M}{H}$$

Aus den beiden Formeln:

$$HM = \frac{\pi^2 k}{t^2}$$

$$\frac{M}{H} = r^3 \operatorname{tg} \varphi = \frac{r^3 \operatorname{tg} \varphi_1}{2}$$

so wir:

$$H = \frac{\pi}{t} \sqrt{\frac{k}{r^3 \operatorname{tg} \varphi}} = \frac{\pi}{t} \sqrt{\frac{2k}{r^3 \operatorname{tg} \varphi_1}}$$

$$M = \frac{\pi}{t} \sqrt{k r^3 \operatorname{tg} \varphi} = \frac{\pi}{t} \sqrt{\frac{k r^3 \operatorname{tg} \varphi_1}{2}}$$

Der Werth für $\frac{M}{H}$ ist hier berechnet, indem angenommen wurde, dass der Abstand der Pole des Magnetstabes NS gegen seine Entfernung von der Magnetnadel vernachlässigt werden könne. Ist dies nicht der Fall, so erhält man nach den beiden erwähnten Methoden für $\frac{M}{H}$ Ausdrücke von der Form:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{M}{H} \left(\frac{x}{r^3} + \frac{y}{r^5} + \dots \right),$$

wo x und y Constante sind. Diese Reihe kann nur ungerade Potenzen von r enthalten, da die Ablenkung φ beim Umlegen des Stabes NS auf die entgegengesetzte Seite der Nadel ns bei gleicher Entfernung ($-r$) von derselben die gleiche, aber entgegengesetzte ($-\varphi$) werden muss.

Stellt man die Versuche bei mehreren Abständen r an, so kann man die Coëfficienten x und y eliminiren und so wiederum den Werth $\frac{M}{H}$ bestimmen.

178 Nehmen wir wie früher als Einheiten die Masse eines Milligramms und das Millimeter, als Einheit der Zeit die Secunde, so haben wir hiernach folgende Maasse für H und M .

Die horizontale Componente des Erdmagnetismus wird gemessen durch eine lineare Grösse. Sie ist die Beschleunigung, welche eine magnetische Masse durch den horizontalen Zug des Erdmagnetismus erhält. Numerisch wird sie auch durch das Drehungsmoment bestimmt, welches sie auf einen senkrecht gegen ihre Richtung gestellten Magnet vom magnetischen Moment Eins ausübt; oder mit anderen Worten durch die Anzahl Masseneinheiten (Milligramme), welche unter dem Einfluss der beschleunigenden Kraft 1 mit gleichem Druck an dem Ende eines horizontalen Hebels von der Länge von 1^{mm} wirken würden.

Das magnetische Moment M des Magnetstabes ist aber gemessen durch eine Grösse vierten Grades in Bezug auf die Längendimension, also durch das Product einer Masse mit einer Länge, z. B. eines Hebelarms mit der an dem Ende desselben angebrachten Masse. Als Einheit derselben kann man das magnetische Moment eines Magnetstabes der Länge von 1^{mm} betrachten, welcher einem eben so grossen Magnetstab, dessen Axe auf ihm senkrecht steht und seine Länge halbirte, welcher in der Entfernung von 1^{mm} von ihm sich befindet, ein gleiches Drehungsmoment ertheilt, welches gleich ist dem Druck der beschleunigenden Kraft 1 angetriebenen Masseneinheit eines Milligramms an dem Ende eines Hebelarms von der Länge eines Millimeters.

Sind die bei der Bestimmung des Trägheitsmomentes k und der Länge r verwendeten Gewichts- und Längeneinheiten resp. n und p mal so klein, so wird sich für k ein $n p^2$ und für r^3 ein p^3 mal so grosser Werth er-

ds vorher. Der Werth H_0 , unter Anwendung dieser neuen Ein-
wird dann

$$H_0 = H \sqrt{\frac{np^2}{p^3}} = H \sqrt{\frac{n}{p}}.$$

er die in englischen Gewichts- und Maasseinheiten (1 Grain =
allgr, 1 Fuss = 304,7945^{mm}) erhaltenen Werthe von H in me-

Einheiten auszudrücken, muss man H mit $\sqrt{\frac{64,799}{304,7945}} =$

3 multipliciren. Für die Reduction der in russischen Einheiten
1 = 409512^{allgr}, 1 Zoll = 25,3995^{mm}) erhaltenen Werthe ergibt

betreffende Factor gleich $\sqrt{\frac{409512}{25,3995}} = 126,98,$

xperimentelle Bestimmung der Werthe MH und $\frac{M}{H}$.

r Ausführung der Beobachtungen, welche zur Bestimmung der 179

Fig. 125.



Werthe HM und $\frac{M}{H}$ er-
forderlich sind, bedarf man
zweier Apparate; einmal
eines Apparates, in wel-
chem man die Schwin-
gungsdauer und das Träg-
heitsmoment eines Magnet-
stabes bestimmt, und so-
dann einer Bussole, deren
Nadel bei den verschiede-
nen Stellungen des Magnet-
stabes abgelenkt wird ¹⁾.

Den zu ersteren Zwecken
dienenden Apparat be-
zeichnet man mit dem Na-
men Magnetometer.

Eine kleinere Form des-
selben, welche für man-
che physikalische Zwecke
genügen dürfte, ist von
W. Weber angegeben
worden.

Der Apparat (Fig. 125)
besteht aus einem vier-

Wir begnügen uns auch hier nur mit den für den Zweck des vorliegenden
erforderlichen Andeutungen.

eckigen Kasten, in welchem an einem Bündel von Coconfil Magnetstab von etwa 100^{mm} Länge, 17,5^{mm} Breite und Höhe telst eines kleinen Häkchens aufgehängt ist. Der Kasten ist g den Endflächen des Magnetes mit Glasplatten versehen, um dt den Magnet beobachten und die Zahl der Schwingungen zählen nen, welche er vollbringt, nachdem er durch einen, von der näherten Magnetstab aus seiner Ruhelage abgelenkt worden eine genauere Zählung könnte man an der Endfläche des Sta feinen verticalen Strich verzeichnen und denselben durch ein m kreuz versehenes Fernrohr betrachten, dessen Axe mit der Axe netes in seiner Ruhelage übereinstimmt. Bei den Oscillation netes geht dann jedesmal der Strich am Magnet bei dem mitt den des Fadenkreuzes im Fernrohr vorbei, und man kann gena dieses Vorbeiganges und so die Oscillationsdauer des Magnete men. Das Trägheitsmoment des Magnetstabes ergibt sich h eine einfache Rechnung, da man das Trägheitsmoment des Häk dem derselbe aufgehängt ist, vernachlässigen kann. Ist die I Magnetes a , die Breite b , das Gewicht G , die Beschleunigung g , so ist das Trägheitsmoment:

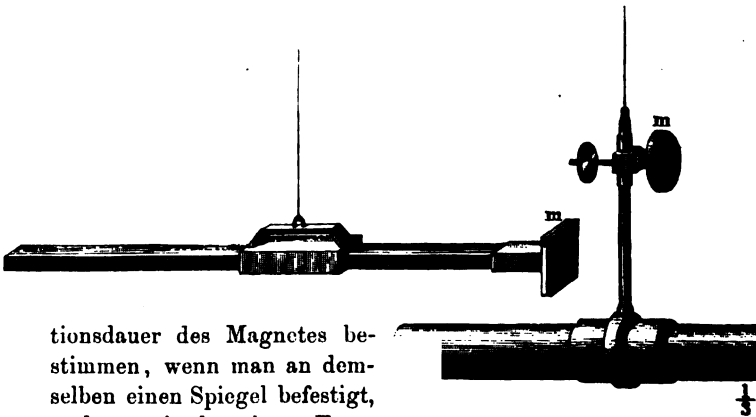
$$k = \frac{a^2 + b^2}{12 \cdot g} G.$$

Nehmen wir, wie bei den früheren Betrachtungen, als Ei Masse die eines Milligramms und ist G in Milligrammen gegeben der Werth g in dieser Formel fort.

Noch sicherer, als in der angegebenen Weise, kann man di

Fig. 126.

Fig. 127.



tionsdauer des Magnetes be-
stimmen, wenn man an dem-
selben einen Spiegel befestigt,
und vermittelt eines Fern-
rohres in dem letzteren das Spiegelbild einer ihm in einiger En
gegenübergestellten Scala beobachtet.

Früher befestigte man den Spiegel an dem in einem Kasten
einem festen Punkte an der Decke des Zimmers aufgehängten Ma

an der Endfläche (Fig. 126), jetzt indess fast stets dicht an seiner Drehsaxe (Fig. 127). Die zweite Methode ist der ersteren bei weitem vorzuziehen, da bei dieser bei etwas grösseren Elongationen des schwingenden Magnetstabes leicht die durch die Axe des Fernrohres gehende Linie nicht mehr den Spiegel an dem Magnet trifft.

Ein transportables Magnetometer mit Spiegelablesung, welches für alle physikalische Versuche geeignet ist und für die meisten Zwecke, wenn es nicht auf sehr genaue Bestimmungen, wie bei den special-Untersuchungen über Erdmagnetismus ankommt, hinlänglich genaue Resultate liefert, ist das folgende, von W. Weber angegebene.

Auf einen Rahmen (Fig. 128) von Kupferblech, der oberhalb in der Mitte durchbohrt ist, sind vier Messingstäbe d aufgesetzt, auf welche ebenfalls durchbohrte Platte aufgeschraubt wird. Auf dieser ist ein aus mehreren in einander verschiebbaren Röhren bestehendes Rohr r aufgesetzt, dessen oben eine um die Axe des Rohres drehbare Deckplatte (Fig. 129)

Fig. 128.



trägt. Durch diese geht in der Mitte ein durch eine seitliche Schraube festzustellendes vertikales Stäbchen hindurch, welches gehoben und gesenkt werden kann und unten ein Häkchen trägt, von dem einer oder mehrere Coconfäden hinabhängen. Diese werden unterhalb

Fig. 129.



dem kupfernen Stäbchen (Fig. 127) befestigt. Das letztere ist hierbei oben der Länge nach aufgeschnitten. In den Schnitt werden Coconfäden eingelegt, und durch einen übergeschobenen Ring

fest gepresst. Unterhalb trägt das kupferne Stäbchen eine Hülse, in welche der Magnetstab eingeschoben wird. Derselbe ist cylindrisch, etwa 18 Ctm. lang und 1 Ctm. dick, aus wohlgehärtetem Stahl gefertigt und auf irgend eine Weise stark magnetisirt. Es ist ihm sodann durch starke Erschütterungen mehr Magnetismus entzogen worden, als der permanente Verlust beträgt, den er durch kleine unvermeidliche Erschütterungen und durch die wiederholten Aenderungen der Temperatur der umgebenden Luft erfahren würde.

Auf das kupferne Stäbchen, welches den Magnet trägt, wird ein kleines Metallrohr so geschoben, dass es sich gerade in dem Raum zwischen den Stäben d befindet. An das Rohr ist vorn eine Metallplatte gelöthet, und auf diese ein Planspiegel m , von Metall oder Glas, gekittet. Im letzteren Falle ist der Spiegel zweckmässig auf der Vorderfläche versilbert oder platinirt, um die durch die Refraction der Lichtstrahlen im Glase bedingte Fehlerquelle zu vermeiden. Ueber die Stäbe d wird eine Hülse von Kupferblech geschoben, in welche nur dem Spiegel m gegenüber ein Fenster von Spiegelglas eingesetzt ist.

Sehr zweckmässig ist es, wenn man in den Zwischenraum zwischen dem kupfernen Rahmen und dem Magnetstab verschieden dicke, genau in den Rahmen passende Kupferhüllen legen kann, durch deren Einfluss die Elongationen der Schwingungen des Magnetes vermindert oder gedämpft werden.

Die in der Figur gezeichnete Umwindung des Rahmens mit übersponnenem Kupferdrath wird nur angebracht, wenn der Apparat zugleich als Galvanometer oder Tangentenbussole zur Messung der Intensität galvanischer Ströme dienen soll (s. w. u.).

- 181 Bei diesen Apparaten ist der Magnetstab nicht von regelmässiger Form, sondern mit dem Spiegel belastet; man kann also sein Trägheitsmoment nicht direct berechnen. Man bestimmt dann dasselbe durch Versuche.

Es werden zu beiden Seiten der Drehungsaxe des Magnetes in gleichen Abständen r von derselben kleine Marken auf dem Magnet verzeichnet, und auf diesen mittelst feiner Fäden zwei gleiche Gewichte q an den Magnet gehängt, oder ringförmige Gewichte auf denselben geschoben. Auf grössere Magnetstäbe kann man auch eine dünne Holzleiste legen, auf welcher die Gewichte q angebracht sind. Das Trägheitsmoment k des Magnetstabes wird dadurch um einen Werth $c + 2qr^2$ vermehrt, wo c eine durch das Trägheitsmoment der Holzleiste gegebene Constante ist. Wird die Schwingungsdauer t des Magnetstabes ohne Auflegen der Gewichte, so wie beim Auflegen derselben bei zwei verschiedenen Abständen r_1 und r_2 , der Gewichte von der Drehungsaxe gleich t_1 und t_2 , nach den §. 187 u. folgende angegebenen Methoden bestimmt, so ist für den unbelasteten Stab

$$HMt^2 = k\pi^2$$

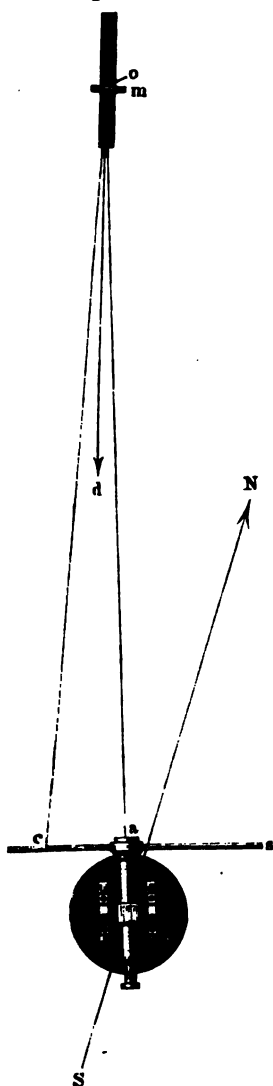
den belasteten

$$HMt_1^2 = (k + c + 2qr_1^2)\pi^2$$

$$HMt_2^2 = (k + c + 2qr_2^2)\pi^2.$$

diesen drei Gleichungen können HM , k und c gefunden werden.

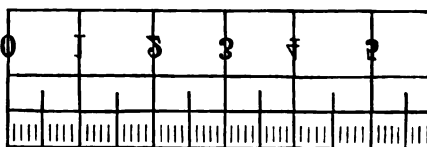
Fig. 130.



Nimmt man hier als Einheit der Zeit die Secunde, als Einheit der Entfernung und der Masse das Millimeter und Milligramm, so erhält man das absolute Maass für HM .

Bei den Spiegelmagnetometern beobachtet man die Schwingungen des Magnetes mittelst der Methode der Spiegelablesung, welche zuerst von Poggen dorff¹⁾ angegeben und von Gauss²⁾ benutzt worden ist. Dem Spiegel des Magnetometers gerade gegenüber wird eine mit verkehrt geschriebenen Zahlen versehene, in Millimeter getheilte Scala (Fig. 131) aufgestellt und ihr Spiegelbild durch ein über der Mitte der Scala befestigtes, mit Fadenkreuz versehenes Fernrohr in dem Spiegel betrachtet. Man bedient sich hierzu besonderer auf Papier gedruckter Scalen, welche auf eine Leiste von trockenem Holz geklebt werden. Um das Verziehen des Holzes zu vermeiden, klebt man auf die Hinterseite desselben gleichfalls einen Papierstreif. Statt der Papier-scalen hat Lamont Scalen von Milchglas vorgeschlagen, welche von hinten durch Lampen beleuchtet werden. — Die Axe des Fernrohrs wird senkrecht gegen die Scala gestellt, und über die Mitte des

Fig. 131.



activs ein unterhalb beschwerter Faden über die Scala hinüberge-

¹⁾ Poggen dorff, Pogg. Ann. Bd. VII, S. 121. 1826*. — ²⁾ Gauss, Götting. Anz. 1833. Nr. 205 bis 207.

hängt. In der Ruhelage des Spiegels muss man dann gerade den unter dem Faden liegenden Theilstrich der Scala sehen, welcher somit den Nullpunkt der Theilung darstellt.

Dreht sich der Spiegel mit dem Magnet, Fig. 130, um einen Winkel $aod = \alpha$, so sieht man in demselben an dem dem Fadenkreuz des Fernrohres gerade gegenüber liegenden Punkte o diejenigen Theilstriche c der Scala, deren Verbindungslinie co mit dem Punkt o mit der Linie ao den Winkel 2α macht. Steht also die Scala genau senkrecht auf der der Axe des Fernrohres entsprechenden Linie ao , ist der dieser Axe entsprechende Nullpunkt der Scala a , so ist die an der Scala abgelesene Länge $ac = oa \cdot \operatorname{tg} 2\alpha$

oder

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{ac}{oa}.$$

Der Abstand ao ist sorgfältig in demselben Maasse zu bestimmen, in welchem auch die Scala getheilt ist. — Aus der berechneten $\operatorname{tg} 2\alpha$ kann man leicht den Winkel ψ berechnen. — Nimmt man indess den Abstand ao etwa 1 bis 2 Meter gross, so ist bei geringen Ablenkungen des Spiegels die halbe Tangente des doppelten Winkels $\frac{\operatorname{tg} 2\alpha}{2}$ so wenig von dem Bogen α selbst verschieden, dass in den meisten Fällen die direct beobachtete Ablenkung der ablenkenden Kraft proportional gesetzt werden kann, wenn diese der $\operatorname{tg}\alpha$ oder dem Winkel α entspricht. (Bei einem Abstand a der Scala vom Spiegel von 2 Meter und Ablenkung des Spiegels um $\alpha = 1^\circ$ würde der entsprechende Bogen α 34,91 Millimeter und $\frac{\operatorname{tg} 2\alpha}{2}$ 34,92 Millimeter betragen.) Für weitere Ablenkungen kann die folgende Tabelle (s. a. f. S.) zur Reduction der Beobachtungen verwendet werden.

183 Befindet sich die reflectirende Ebene des Spiegels nicht genau in der Drehungsaxe, sondern ist sie von derselben um den horizontalen Abstand b entfernt, wendet man z. B. einen Stabmagnet wie in Fig. 126 an, an dessen einem Ende der Spiegel angebracht ist, so hat man den Uebelstand, dass bei einer etwas bedeutenderen Drehung die verlängerte Axe des Fernrohres nicht mehr den Spiegel trifft. — Ferner ändert sich auch bei der Ablenkung der Abstand des Mittelpunktes der Scala vom Spiegel. Ist der Abstand der Scala von der Drehungsaxe $= a$, so ist in der Ruhelage des Magnetes jener Abstand $a - b$. Wird der Magnet um α° abgelenkt, so ist nun dieser Abstand nahezu

$$a - b \cos \alpha.$$

Steht die Axe des Fernrohres oder die Linie oa nicht auf der Scala senkrecht, oder liegt der bei der Ruhelage des Spiegels durch das Fernrohr beobachtete Nullpunkt der Scala nicht genau in der durch die Axe des Fernrohres gelegten verticalen Ebene, so sind die bei gleichen

$\frac{1}{2} tg 2\alpha$	$tng \alpha$	Diff.	$tg 2\alpha$	$\frac{1}{2} tg 2\alpha$	$tng \alpha$	Diff.	$tg 2\alpha$	$\frac{1}{2} tg 2\alpha$	$tng \alpha$	Diff.
25	25	0,01	270	135	132,6	2,4	450	225	214,6	10,4
50	49,9	0,1	290	140	137,4	2,6	460	230	219,0	11,0
55	54,8	0,2	290	145	142,1	2,9	470	235	223,3	11,7
60	59,7	0,3	300	150	146,8	3,2	480	240	227,5	12,5
65	64,7	0,3	310	155	151,5	3,5	490	245	231,8	13,2
70	69,7	0,3	320	160	156,1	3,9	500	250	236,1	13,9
75	74,6	0,4	330	165	160,7	4,3	510	255	240,3	14,7
80	79,5	0,5	340	170	165,3	4,7	520	260	244,4	15,6
85	84,4	0,6	350	175	169,9	5,1	530	265	248,6	16,4
90	89,2	0,8	360	180	174,5	5,5	540	270	252,7	17,3
95	94,1	0,9	370	185	179,1	5,9	550	275	256,8	18,2
100	99,0	1,0	380	190	183,6	6,4	560	280	260,9	19,1
105	103,9	1,1	390	195	188,1	6,9	570	285	264,9	20,1
110	108,7	1,3	400	200	192,6	7,4	580	290	269,0	21,0
115	113,5	1,5	410	205	197,0	8,0	590	295	273,0	22,0
120	118,4	1,6	420	210	201,5	8,5	600	300	277,0	23,0
125	123,1	1,9	430	215	205,9	9,1	610	305	280,9	24,1
130	127,8	2,2	440	220	210,3	9,7	620	310	284,9	25,1

Die Tangenten sind mit 1000 multiplicirt.

Winkeln des Spiegels $+$ ψ und $-$ ψ nach beiden Seiten beobachtet. Die Ablenkungen an der Scala nicht gleich. Man kann leicht Rechenformeln aufstellen, welche die hier gefundenen Ablenkungen auf die normale Stellung reduciren, oder besser durch Stellschrauben die Scala so drehen, bis die normale Stellung derselben erreicht ist.

Endlich der Spiegel nicht von Metall und nicht auf der Vorderseite versilbert, sondern reflectirt er das Licht auf der Hinterfläche, so dass eine Ablenkung desselben aus der gegen die Axe des Fernrohres eintretenden Lage in Folge der Brechung im Glase ein weiter von dem Auge entfernter Punkt erblickt werden, als bei directer Reflexion. Ist δ die Dicke des Glases, n sein Brechungsindex, so ist bei einer Ablenkung des Spiegels um α Grad der Einfallswinkel eines von a , Fig. 130, einfallenden Strahlen α ; ist dann der Brechungswinkel α_1 , so ist $\sin \alpha_1 = n \sin \alpha$, und die seitliche Verschiebung des reflectirten Strahles gleich $2a \sin \alpha_1$.

Wir erhalten also

$$tg 2\alpha = \frac{ac - 2\delta tg \alpha_1}{oa},$$

sich der Werth α berechnen lässt. In den meisten Fällen wird diese Abweichung durch Anwendung von vorn versilberten oder

verplatinirten oder recht dünnen Glasspiegeln vermeiden, resp. auf eine zu vernachlässigende Grösse verringern lassen. Wäre z. B. $\alpha = 2^\circ$, $n = 1,5$, $\delta = 3\text{mm}$, so ist $2\delta \operatorname{tg} \alpha_1$ nur $0,13\text{mm}$ ¹⁾.

- 184 Man schiebt nach der ersten Beobachtung der Ruhelage des Magnetstabes nach der unten §. 188 angegebenen Methode an seine Stelle in die an dem Spiegelträger befestigte Hülse einen Messingstab von gleichem Gewichte. Bleibt dann die Stellung des Spiegels ungeändert, so hat der den Magnetstab tragende Faden in der Ruhelage desselben keine Torsion. Die hierzu erforderliche Einstellung des Fadens kann man durch Drehung des Torsionskreises erreichen, an welchem der den Magnet tragende Faden aufgehängt ist.

Man versetzt nun den Magnet des Magnetometers in Schwingungen und beobachtet sowohl die Zeiten, in welchen derselbe durch seine Ruhelage hindurchgeht, als auch, in welchen er die Maxima der Elongationen nach beiden Seiten zeigt, sowie auch letztere selbst. Dann kann man die Schwingungsdauer des Magnetes berechnen (s. w. u.). Um den Magnet in Schwingungen zu versetzen, nähert man ihm in einer, gegen den Meridian senkrechten Richtung den Pol eines anderen in der Hand gehaltenen Magnetstabes. Sind die Elongationen der Schwingungen zu gross geworden, so bedient man sich desselben Magnetstabes, der nicht allzu stark magnetisirt sein darf, als Beruhigungsstab ²⁾. In den Momenten, wo der Magnet mit dem einen oder anderen Pol auf den Beobachter zuschwingt, wendet man demselben den diesem Pol gleichnamigen Pol des Beruhigungsstabes momentan zu und kehrt denselben bei jedem Wechsel der Bewegung des schwingenden Magnetes um.

Den Beruhigungsstab selbst stellt man in möglichst grosser Entfernung vom schwingenden Magnet in verticaler Stellung gegen die Waage so auf, dass ihn die Schwingungsebene des Magnetes in halber Höhe schneidet. Dann wirkt er nicht auf letzteren ein (vgl. auch §. 112).

- 185 Schwingt der Magnetstab, so wird bei jeder Schwingung der ihn tragende Faden tordirt, und dadurch wird ein Drehungsmoment erzeugt, welches zugleich mit dem auf ihn wirkenden Erdmagnetismus den Stab in seine Ruhelage zurückführt. — Um dieses Drehungsmoment zu bestimmen dreht man den Torsionskreis, welcher den Faden trägt, um etwa so viele (φ) Grade herum, als die weitesten Elongationen des Magnetes betragen und bestimmt die Ablenkung des Magnetes aus seiner Ruhelage. Dieselbe betrage φ_1 . Dann ist das Drehungsmoment, welches auf den Magnetstab durch die Torsion wirkt, proportional dem Winkel $\varphi - \varphi_1$, also $= \vartheta(\varphi - \varphi_1)$, das Drehungsmoment aber, welches durch die magnetischen Kräfte ausgeübt wird, proportional dem Sinus des kleinen Win-

¹⁾ Das Weitere hierüber siehe Lamont, Magnetismus. Leipzig. Voss. 1867, S. 16 u. fggd. — ²⁾ Weber, Resultate des magn. Vereins. 1836. S. 25*.

umung d. Schwingungsdauer unter Einfluss d. Dämpfung. 209
 1, für den wir den Winkel φ_1 selbst setzen können. Wir haben

$$\vartheta(\varphi - \varphi_1) = HM\varphi_1,$$

$$\frac{\varphi}{\varphi_1} = \frac{HM}{\vartheta} + 1.$$

Setzen wir den hieraus berechneten Werth von $\frac{HM}{\vartheta} = v$, so
 Zeitdauer der Schwingungen durch die Wirkung der Torsion im
 Verhältniss von $1 : \sqrt{\frac{v}{v+1}}$ verringert.

Schwingt eine Magnetnadel für sich ohne äussere Bewegungshinder- 186
 so bleibt ihre Schwingungsweite völlig ungeändert. Ist dies nicht
 der Fall, so nimmt dieselbe ab. Diese Abnahme tritt namentlich ein,
 die Nadel von Metallmassen umgeben ist, in denen sie bei ihren
 Schwingungen Ströme inducirt, deren Intensität der Geschwindigkeit der
 Nadel in jedem Moment proportional ist, und welche mit einer ihrer In-
 tensitäten, also der Geschwindigkeit der Nadel proportionalen Kraft dieselbe
 in ihren Bewegungen aufhalten.

Eine genauere Beobachtung ergibt, dass die Schwingungsbogen der
 Nadel unter dem Einfluss dieser „Dämpfung“ nach dem Gesetz einer
 arithmetischen Reihe abnehmen. Nimmt man daher die (natürlichen)
 Logarithmen irgend zweier auf einander folgender Schwingungsbogen,
 so ist ihre Differenz constant. Man bezeichnet diese constante Differenz
 mit dem Namen des logarithmischen Decrementes.

Es ist nöthig, bei den Schwingungen einer Nadel unter dem Ein-
 fluss einer Dämpfung sowohl den quantitativen Werth dieser Dämpfung
 zu bestimmen, als auch die Schwingungsdauer der Nadel und ihre Gleich-
 richtigkeit aus den Beobachtungen des Standes der Nadel bei ihren
 verschiedenen Abweichungen von derselben, also den Wendepunkten ihrer
 Schwingungen zu berechnen. Eine Anleitung hierzu ist von Gauss¹⁾
 gegeben.

Wir setzen stets kleine Schwingungsbogen der Nadel voraus, wie sie
 beim Magnetometer mit Spiegelablesung angewendet werden, so dass
 die in jedem Moment auf die Nadel wirkende Directions-
 kraft des Magnetismus als proportional ihrer Abweichung von der Gleich-
 richtigkeit betrachten können.

Bezeichnet x die Ablenkung der Nadel zur Zeit t , p den Scalentheil, 187
 so ist sie in ihrer Ruhelage einspielt, n^2 die Richtkraft, welche auf

¹⁾ Gauss, Resultate des magnet. Vereins. 1837. S. 58*. Die vollständige Behand-
 lung dieser Gleichung ist von E. du Bois-Reymond (Monatsber. der Berl. Acad. 1869.
 und 1870 S. 537*) gegeben. Gauss behandelt sie nur für den Fall, wo $s \ll n$
 gelangt so zu den §. 189 entwickelten Gleichungen.

die Nadel wirkt, dividirt durch ihr Trägheitsmoment; 2ε die verzögerte Kraft der Dämpfung für die Geschwindigkeit der Nadel gleich 1, falls dividirt durch ihr Trägheitsmoment, so ist die Differentialgleichung ihrer Bewegung:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + n^2(x - p) + 2\varepsilon \frac{dx}{dt} = 0.$$

Wir wollen hier

$$\sqrt{\varepsilon^2 - n^2} = r \dots \dots \dots$$

setzen. Dann ist das vollständige Integral derselben

$$x = e^{-rt} (Ae^{-rt} + Be^{rt}) \dots \dots \dots$$

in welchem die Constanten A und B zu bestimmen sind. Wir die Ausschläge von der Ruhelage an zählen, also $p = 0$ setzen. Zeit $t = 0$ habe die Nadel eine Ablenkung $x = \xi$ und schwingt dieser in die Gleichgewichtslage zurück, ohne einen Stoß erhalten zu

ben; dann ist für $t = 0$ auch $\frac{d\xi}{dt} = 0$, also

$$A = -\frac{\xi(\varepsilon - r)}{2r} \qquad B = +\frac{\xi(\varepsilon + r)}{2r}$$

daher

$$x = \frac{\xi}{2r} e^{-rt} \left\{ (\varepsilon + r) e^{rt} - (\varepsilon - r) e^{-rt} \right\} \dots$$

178 Ist zunächst die Kraft der Dämpfung Null, d. h. ($\varepsilon = 0$) ist

$$x_0 = \xi \cos nt \dots \dots \dots$$

Die Nadel erhält ihre Maximalablenkungen nach beiden Seiten,

$$nt = m\pi \dots \dots \dots$$

ist, wo m jede ganze Zahl sein kann. Diese Maximalablenkungen sind dann gleich $\pm \xi$. Die Nadel behält also constant dieselbe Amplitude der Schwingungen bei. Die Schwingungsdauer ist:

$$T = \frac{2\pi}{n} \dots \dots \dots$$

179 Ist ferner $\varepsilon < n$ die Dämpfung also nicht zu gross, so n imaginär. Ist dann $r = \frac{1}{2} \sqrt{\varepsilon^2 - n^2}$, also $\varphi = \sqrt{n^2 - \varepsilon^2}$, so ist das Integral der Differentialgleichung

$$x = \frac{\xi}{2r} e^{-rt} \left\{ e^{i\varphi t} + e^{-i\varphi t} \right\} \dots \dots \dots$$

Das Maximum der Ablenkung tritt hier zu Zeiten ein, wenn $\sin \varphi t = 0$ ist, also $t = m \frac{2\pi}{\varphi}$, wo m eine beliebige ganze Zahl ist. Die T einer Schwingung ist im diesem Fall:

$$T_1 = \frac{\pi}{\rho} = \frac{\pi}{\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}} \dots \dots \dots 8)$$

Sie ist also bei Anwendung der Dämpfung im Verhältniss von $\sqrt{n^2 - \varepsilon^2} : n$ grösser, als ohne Dämpfung, und es ist

$$T_1 = \frac{n}{\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}} T \dots \dots \dots 9)$$

Die Amplituden der Schwingungen nach beiden Seiten, von der Nulllage aus gezählt, sind gleich $\xi e^{-\varepsilon t}$, wo für t die Werthe $n \frac{\pi}{\rho}$ zu setzen sind. Sie nehmen also, wie oben (§. 186) erwähnt ist, nach dem Gesetz einer geometrischen Reihe ab.

Das Verhältniss zweier auf einander folgender Amplituden ist, wenn die erste zur Zeit t eintrifft,

$$\frac{\xi e^{-\varepsilon t}}{\xi e^{-\varepsilon(t+T_1)}} = e^{\varepsilon T_1} \dots \dots \dots 10)$$

Bezeichnet λ das logarithmische Decrement der Schwingungen (vgl. 186), so ist demnach

$$\lambda = \log \text{nat } e^{\varepsilon T_1} = \varepsilon T_1 \dots \dots \dots 11)$$

Führt man den hieraus berechneten Werth für ε und den Werth n in Gleichung 6) in die Gleichung 8), so ist

$$\frac{\pi^2}{T^2} = \frac{\pi^2}{T_1^2} + \frac{\lambda^2}{T_1^2} \dots \dots \dots 12)$$

Ist das logarithmische Decrement, wie es gewöhnlich geschieht, nach dem Briggs'schen Logarithmensystem gleich $l = \mu \lambda$, wo μ der Modul der Briggs'schen Logarithmen, so hat man

$$\frac{\pi^2}{T^2} = \frac{\pi^2}{T_1^2} + \frac{l^2}{\mu^2 T_1^2} \dots \dots \dots 13)$$

Kennt man also die Schwingungsdauer T_1 der Nadel unter dem Einfluss der Dämpfung, so wie das logarithmische Decrement λ ihrer Schwingungen, so kann man die Schwingungsdauer T der Nadel ohne Dämpfung nach dieser Formel berechnen.

Würde man die Nadel nach einander unter dem Einfluss zweier verschiedenen stark dämpfender Kräfte ε und $\varepsilon + \varepsilon_2$ schwingen lassen, z. B. einer mit einem Drathgewinde umgebenen Kupferhülse, einmal, indem diese geöffnet, sodann, indem es geschlossen ist, so würden sich die logarithmischen Decremente

$$\lambda = \varepsilon T_1 \text{ und } \lambda_1 = (\varepsilon + \varepsilon_2) T_2$$

entstehen. Ist ε_2 nicht sehr gross, so ist auch T_2 von T_1 wenig verschieden. Dann wird annähernd

$$\lambda_2 = \lambda_1 - \lambda = \varepsilon_2 T_2.$$

212 Bestimmung der Schwingungsdauer und Ruhelage

Die Differenz der beiden beobachteten logarithmischen Decrement λ_1 und λ wäre also annähernd das durch das geschlossene Drathgewind für sich bedingte logarithmische Decrement λ_2 .

190 Die Nulllage passiert der schwingende Magnet zu Zeiten, für die

$$\cos \varrho t + \frac{\varepsilon}{\varrho} \sin \varrho t = 0$$

ist. Bezeichnen wir diese Zeiten mit ϑ , so ist demnach

$$\operatorname{tg}(\varrho \vartheta) = -\frac{\varrho}{\varepsilon} \dots \dots \dots 14$$

Wird der Werth $\frac{\varepsilon}{\varrho}$ hieraus in Gleichung 7) eingeführt und dann selbst $\sin \varrho \vartheta$ ebenfalls aus Gleichung 14) entwickelt und in der Klammer für ε sein Werth in n und ϱ angeführt, so erhält man

$$x_1 = \xi e^{-\varepsilon t} \left[\frac{n}{\varrho} \sin \varrho (t - \vartheta) \right]$$

und, wenn hier ε , n und ϱ aus den Gleichungen 11), 6) und 9) eingeführt werden,

$$x_1 = \xi e^{-\frac{t}{T_1}} \sin \frac{\pi}{T_1} (t - \vartheta) \dots \dots \dots$$

Ist $\lambda = 0$, $T_1 = T$, so wird für die Schwingungen ohne Dämpfung

$$x_0 = \xi \sin \frac{\pi}{T} (t - \vartheta) \dots \dots \dots$$

Wird die Ruhelage der Nadel nicht bei dem Theilstrich Null, sondern bei dem Theilstrich p angenommen, so ändern sich die Gleichungen 15) und 16) um in

$$x_1 = p + \xi e^{-\lambda \frac{t}{T_1}} \sin \frac{\pi}{T_1} (t - \vartheta) \dots \dots \dots$$

$$(\lambda = 0) \quad x_0 = p + \xi \sin \frac{\pi}{T} (t - \vartheta) \dots \dots \dots$$

191 Die Berechnung der Schwingungsdauer T_1 ist angestellt, indem selbe als die Zeit angesehen wird, während welcher die Nadel von der Ruhelage nach der einen Seite und von da in die Ruhelage zurück schwingt. — Die Hälfte der Zeit $\frac{T_1}{2}$ entspricht indess nicht genau die Zeit, während welcher die Nadel von der Ruhelage bis zu ihrer größten Elongation kommt, bei welcher $\frac{dx}{dt} = 0$ wird. Für diesen Moment (t)

$$\frac{dx}{dt} = 0 = \xi e^{-\lambda \frac{t_0}{T_1}} \left[-\frac{\lambda}{T_1} \sin \frac{\pi}{T_1} (t_0 - \vartheta) + \frac{\pi}{T_1} \cos \frac{\pi}{T_1} (t_0 - \vartheta) \right]. \quad 19)$$

$$\operatorname{tg} \frac{\pi}{T_1} (t_0 - \vartheta) = \frac{\pi}{\lambda} \dots \dots \dots 20)$$

Setzt man $\operatorname{arc} \operatorname{cotg} \frac{\pi}{\lambda} = \varphi$, so ergibt sich die Zeit $t_0 - \vartheta$, welche vergeht, bis die Nadel aus ihrer Ruhelage bis zur grössten Elongation ausschwingt:

$$t_0 - \vartheta = \frac{1}{2} T_1 - \varphi \frac{T_1}{\pi}.$$

Wird φ in Graden gemessen, so ist $\pi = 180^\circ$, also

$$t_0 - \vartheta = \frac{1}{2} T_1 - \frac{\varphi^\circ}{180^\circ} T_1.$$

Die Zeit der Schwingung von der Ruhelage bis zur grössten Amplitude wird bei den auf einander folgenden Schwingungen dieselbe sein. — Alle Stillstände der Nadel treten also um gleich viel früher ein, die Hälfte der Zeiten zwischen zwei Durchgängen durch die Ruhelage. — Die Differenz zwischen den Zeiten zweier solcher Stillstände entspricht daher direct derselben Schwingungsdauer, wie sie aus dem wiederholten Durchgang der Nadel durch den Ruhepunkt abgeleitet ist.

Die nach der gegebenen Anleitung berechnete Schwingungsdauer 192 ohne Einfluss der Dämpfung schwingenden Nadel gilt für kleine Schwingungsbogen. Sind dieselben grösser, so ist die Schwingungsdauer T der Nadel auf unendlich kleine Schwingungsbogen zu reduciren. Die Zeitdauer einer unendlich kleinen Schwingung sei T_0 . Dann ist

$$T = T_0 \left(1 + \frac{1}{4} \sin^2 \frac{1}{4} \alpha + \frac{1}{4} \frac{9}{16} \sin^4 \frac{1}{4} \alpha + \dots \right)$$

α den Schwingungsbogen bezeichnet, welcher der Schwingungsdauer T entspricht. Sind die Schwingungsbogen klein, so braucht man nur das quadratische Glied der Reihe zu berücksichtigen und kann für den Sinus $\frac{1}{4}$ Bogen setzen. Dann ist

$$T = T_0 \left(1 + \frac{1}{64} \alpha^2 \right) \text{ oder auch } T_0 = T \left(1 - \frac{1}{64} \alpha^2 \right).$$

Nehmen, wie bei Anwendung der Dämpfung, die Schwingungsbogen nach dem Gesetz einer geometrischen Reihe ab, deren Quotient L sei, so lässt sich die mittlere reducirte Schwingungsdauer von n Schwingungen der Nadel schon aus der Schwingungsdauer der ersten Schwingung und der Elongation α der ersten und der Elongation α_n der n ten Schwingung ableiten. Es ist nämlich die auf unendlich kleine Bogen reducirte Schwingungsdauer:

	Elongation	Schwingungsdauer
1.	α	$T \left(1 - \frac{1}{64} \alpha^2 \right)$
2.	$\alpha_2 = \alpha L$	$T \left(1 - \frac{1}{64} \alpha^2 L^2 \right) = T \left(1 - \frac{1}{64} \alpha_2^2 \right)$
n	$\alpha_n = \alpha L^{2n-1}$	$T \left(1 - \frac{1}{64} \alpha^2 L^{2(2n-1)} \right) = T \left(1 - \frac{1}{64} \alpha_n^2 \right)$

Die mittlere reducirte Dauer einer dieser Schwingungen ist dem

$$T_0 = T - \frac{T}{64n} \left(\frac{\alpha^2 - \alpha_n^2 L^2}{1 - L^2} \right).$$

Sind die Amplituden, welche man bei der ersten und n ten Schwingung beobachtet hat, h und h_n , so ist

$$h = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{L} + \alpha \right); \quad h_n = \frac{1}{2} (\alpha_n + \alpha_n L)$$

also

$$T_0 = T - T \frac{h_n^2 - h^2}{16n} \frac{L}{(1+L)^2(1-L^2)}.$$

Ist das logarithmische Decrement in Brigg'schen Logarithmen

$$l = \log \frac{1}{L}$$

klein, so kann man nach Gauss den Bruch

$$\frac{L}{(1+L)^2(1-L^2)} = \frac{\mu}{8l}$$

setzen, wo μ der Modulus des Brigg'schen Systems.

Man erhält dann die mittlere reducirte Schwingungsdauer

$$T_0 = \frac{T\mu(h^2 - h_n^2)}{128ln}.$$

193

Sind drei auf einander folgende Amplituden der Schwingung Nadel nach entgegengesetzten Seiten X_1 , X_2 , X_3 , so wird bei der Abnahme der Schwingungsbogen der Ruhestand p der Nadel das Mittel aus der mittleren Stellung von X_1 und X_2 und X_2 und X_3 sein, als

$$p = \frac{\frac{1}{2}(X_1 + X_2) + \frac{1}{2}(X_2 + X_3)}{2} = \frac{X_1 + 2X_2 + X_3}{4}.$$

Bei grösserer Abnahme der Elongationen ist indess die Ruhelage wenig anders zu berechnen.

Sind dann X_1 und X_2 zwei auf einander folgende Elongationen entgegengesetzten Seiten, von denen die erste um die Zeit t , die

um die Zeit $t + T_1$ erfolgt, so ist, wenn wir die Ruhelage nicht, wie oben am Scalentheile Null, sondern an dem Scalentheile p annehmen,

$$X_1 = p + \xi e^{-\epsilon t} \dots \dots \dots 2)$$

$$X_2 = p + \xi e^{-\epsilon t - \epsilon T_1} \dots \dots \dots 3)$$

Bezeichnet $\frac{1}{L}$ eine Zahl, deren natürlicher Logarithmus das logarithmische Decrement λ ist, so ist

$$\log \text{nat } L = -\lambda = -\epsilon T_1,$$

daher

$$X_2 = p + \xi L \cdot e^{-\epsilon t} \dots \dots \dots 4)$$

Aus 2 und 4. ergibt sich

$$p = \frac{L X_1 + X_2}{1 + L} = X_1 + \frac{1}{1 + L} (X_2 - X_1).$$

Kennt man also das logarithmische Decrement λ , so kann bei Beobachtung zweier auf einander folgender Amplituden der Ruhestand p der Nadel nach dieser Formel berechnet werden.

Wir wollen noch den für die Theorie der elektromagnetischen Messapparate wichtigen Fall betrachten, wo die Dämpfung sehr bedeutend im Verhältniss zur magnetischen Richtkraft, also $\epsilon > n$ ist¹⁾. Dann stellt die Gleichung §. 187, 3)

$$x = \frac{\xi}{2r} e^{-\epsilon t} [(\epsilon + r)e^{rt} - (\epsilon - r)e^{-rt}] \dots \dots \dots 1)$$

wenn man die Zeit t auf der Abscissenaxe aufträgt, die Differenz der Ordinaten zweier Curven dar, welche beide sich asymptotisch der Abscissenaxe nähern.

Beim Differenziren der Gleichung 1) nach t ergibt sich die Geschwindigkeit der Bewegung

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\xi n^2}{2r} e^{-\epsilon t} (e^{-rt} - e^{rt}) \dots \dots \dots 2)$$

Trägt man die Zeit t auf der Abscissenaxe auf und verzeichnet dazu die Werthe x und $\frac{dx}{dt}$ als Ordinaten, so ist die erste Ordinate x der Curve der Ablenkungen für $t = 0$ gleich ξ ; die Curve fällt dann, indem $\frac{dx}{dt}$ negativ ist, gegen die Abscissenaxe ab, der sie zunächst ihre concave Seite zukehrt.

¹⁾ Es würde uns hier leider zu weit führen, diesen von E. du Bois-Reymond sehr gründlich behandelten Fall weiter zu discutiren, und wir verweisen deshalb auf die Originalabhandlungen von E. du Bois-Reymond, Monatsber. der Berl. Akad. 1869. S. 307* und 1870. S. 537*.

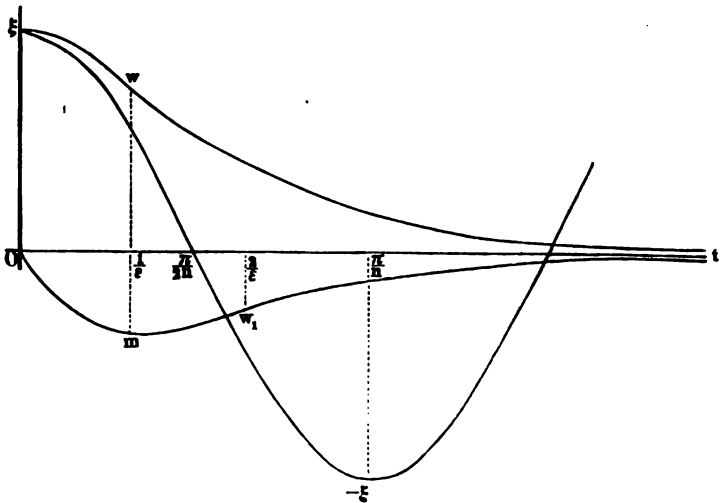
Für die Zeit

$$t_m = \frac{1}{2r} \log \text{nat} \frac{\varepsilon + r}{\varepsilon - r} \dots \dots \dots 3)$$

erreicht, wie man bei einer zweiten Differentiation der Gleichung 2) findet, $\frac{dx}{dt}$ ein negatives Maximum, die Curve der Ablenkungen wendet sich und wird gegen die Abscissenaxe convex, der sie sich nun asymptotisch nähert.

Die Curve der Geschwindigkeiten beginnt für $t = 0$ mit der Ordinate Null, erreicht ein negatives Maximum für $t = t_m$, wobei sie ihre

Fig. 131.



concave Seite der Abscissenaxe zukehrt, wendet sich, wie die Differentiation der Gleichung 2) ebenfalls ergibt, zur Zeit $t = 2t_m$ um, wird gegen die Abscissenaxe convex und nähert sich gleichfalls asymptotisch der Abscissenaxe. Die abgelenkte Magnetnadel nähert sich also erst mit zunehmender, dann mit abnehmender Geschwindigkeit allmählich der Ruhelage, die sie völlig erst zur Zeit $t = \infty$ erreicht; sie schwingt über diese aber nicht hinaus, die Bewegung des Magnetes ist aperiodisch.

95 Ist gerade $n = \varepsilon$, also $r = 0$, so wird Gleichung 2) §. 187 $x = (A + Bt)e^{-\varepsilon t}$ und $A = \xi$, $B = \varepsilon \xi$, also

$$x = \xi e^{-\varepsilon} (1 + \varepsilon t); \quad \frac{dx}{dt} = \xi \varepsilon^2 t e^{-\varepsilon t}$$

$$t_{max} = \frac{1}{\varepsilon}.$$

Die Curven $\xi \omega t$ und $o m \omega_1 t$ (Fig. 131) stellen die Werthe x und $\frac{dx}{dt}$ für diesen speciellen Fall dar, während die Sinuscurve $\xi \frac{\pi}{2n} - \xi$ den Gang der Ablenkungen des Magnets ohne Dämpfung bezeichnet. ω und ω_1 sind die Wendepunkte der ersten beiden Curven.

Wird n sehr verschwindend klein gegen ε , etwa indem die Richtung des Magnetes sehr bedeutend geschwächt wird, so ist nahezu $r = \varepsilon$ zu setzen und es wird in Gleichung 2) §. 187 $A = 0, B = \xi$, also

$$x = \xi.$$

Der Magnet behält seine Ablenkung ξ bei.

Erhält der Magnet bei dem ersten Ausschlag ξ einen Stoss, so dass mit der Anfangsgeschwindigkeit $-c$ gegen die Ruhelage hingetrieben wird, so ändern sich in §. 187 die Constanten A und B um in

$$A = \frac{c - \xi(\varepsilon - r)}{2r} \quad B = \frac{-c + \xi(\varepsilon + r)}{2r} \quad 1)$$

da es wird

$$x = \frac{e^{-\varepsilon t}}{2r} [(c - \xi(\varepsilon - r))e^{-rt} - (c - \xi(\varepsilon + r))e^{rt}] \quad 2)$$

Ueberschreitet der Werth c eine gewisse Grösse, so hört die Bewegung auf, aperiodisch zu sein; der Magnet geht zur Zeit

$$t_0 = \frac{1}{2r} \log \frac{c - \xi(\varepsilon - r)}{c - \xi(\varepsilon + r)} \quad \dots \quad 3)$$

den Nullpunkt auf die andere Seite; erreicht dort seinen grössten Ausschlag für

$$t_{max} = \frac{1}{2r} \log \frac{(\varepsilon + r)[c - \xi(\varepsilon - r)]}{(\varepsilon - r)[c - \xi(\varepsilon + r)]} \quad \dots \quad 4)$$

er kehrt nun asymptotisch zur Ruhelage zurück.

Die Maximalgeschwindigkeit c , bei der eine um ξ von der Nulllage abgelenkte Nadel sich noch aperiodisch der letzteren nähert, ist offenbar dieselbe, welche sie erhalten hätte, wenn sie bei der Rückschwingung zu einer unendlich grossen Ablenkung bis zu dem Ausschlage ξ gelangt wäre; grössere Werthe der Geschwindigkeit c werden die Nadel über die Nulllage hinaustreiben.

Bei der experimentellen Bestimmung des Quotienten $\frac{M}{H}$ kann man nach Weber¹⁾ einer gewöhnlichen Bussole (Fig. 132 a. f. S.) bedienen, wenn der Kreis in Grade getheilt ist, so dass man noch 10tel Grade schätzen kann. Für etwas genauere Versuche würde man die Nadel der Bussole damit nicht auf einer Spitze spielen lassen, sondern an einem Coconfaden auf-

¹⁾ Weber, Resultate des magnet. Vereins. 1836. S. 63*.

hängen. Diese Busssole befestigt man auf der Mitte eines in halbe Centimeter getheilten Metermaassstabes, der in der auf dem magnetischen Meridian senkrechten Richtung horizontal hingelegt ist. Man legt den an Magnetometer auf seine Schwingungsdauer untersuchten Magnetstab, den man hierbei zweckmässig genau die Länge von 10 Centimeter giebt, in verschiedenen Entfernungen von der Axe der Bussolennadel auf diesen Maassstab und bestimmt jedesmal die Ablenkung der Nadel. Länglinien, die auf dem Maassstab gezogen sind, gestatten, den ablenkenden Magnet immer genau in derselben Richtung vor der Magnetnadel hinzulegen.

Für genauere Versuche kann man die Busssole durch einen kleinen, in einer dicken Kupferhülse schwebenden magnetisirten Stahlspiegel ersetzen, welcher einen Durchmesser von etwa 10 Millimeter und 1 Millimeter Dicke hat und an einem Coconfaden so aufgehängt ist, dass seine magnetische Axe horizontal hängt (vergl. im folgenden Abschnitt die Beschreibung des Spiegelgalvanometers). Die Ablenkungen dieses Stahlspiegels durch den ihm genäherten Magnetstab beobachtet man vermittelst der Spiegelablesung. In Folge der starken Dämpfung der Schwingungen durch die Kupferhülse gelangt der schwingende Magnet sehr bald zur Ruhe. Es ist zweckmässiger, den Magnetstab der Nadel der Buss-

Fig. 132.



oder dem Stahlspiegel von Ost oder West her so zu nähern, dass die Verlängerung der Axe des Magnetstabes die Drehungsaxe derselben schneidet, als von Nord oder Süd, so dass die Axe der Nadel die Axe des Stabes halbirt, da im ersteren Falle die Ablenkungen doppelt so gross werden, wie im zweiten, und auch die Abweichungen von der Symmetrie in der Aufhängung der Nadel und geringe Abweichungen der Axe des Stabes von der gegen den Meridian senkrechten Richtung einen geringeren Einfluss auf das Resultat ausüben, und die dadurch auftretenden Glieder, welche gerade Potenzen von r enthalten, viel kleiner sind.

Wenn es irgend der Raum gestattet, stellt man die Beobachtung so an, dass man den Magnetstab gleich weit östlich und westlich von der frei aufgehängten Nadel und zwar abwechselnd mit seinem Nord- und Südpol der letzteren zugekehrt in verschiedenen Entfernungen $\pm r_0 \pm r_1 \pm r_2 \dots$ von der Nadel hinlegt.

Man nimmt stets das Viertel der Summe der Ausschläge der Nadel nach beiden Seiten, bei denen der ablenkende Magnetstab in einer bestimmten Entfernung sich in diesen vier Lagen befindet, als die dieser Entfernung entsprechende Ablenkung. Diese mittleren Ablenkungen seien bei v

schiedenen Abständen r_1, r_2, r_3 respective $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$. — Um nun den wahrscheinlichsten Werth von

$$\frac{M}{H} = \frac{r^3 \operatorname{tg} \varphi^0}{2}$$

(vgl. §. 177) zu erhalten, bildet man nach Weber (l. c.) die Ausdrücke

$$\sum \frac{\operatorname{tg} \varphi}{r^3} = A, \quad \sum \frac{\operatorname{tg} \varphi}{r^6} = A_1, \quad \sum \frac{1}{r^6} = B, \quad \sum \frac{1}{r^8} = B_1, \\ \sum \frac{1}{r^{10}} = B_2,$$

dann ist der wahrscheinlichste Werth von $\frac{M}{H}$

$$\frac{1}{2} \frac{A_1 B_1 - A B_2}{B_1 B_1 - B B_2}.$$

Da sich bei der Drehung der Nadel ns um den Ablenkungswinkel φ , der dieselben tragende Faden gleichfalls tordirt hat, wird dieselbe eigentlich nicht nur durch das von dem Erdmagnetismus ausgeübte Drehungsmoment $MH \sin \varphi$ zurückgeführt, sondern dasselbe ist um $\vartheta \varphi$ vermehrt. Setzen wir $\varphi = \sin \varphi$, so ist das zurückführende Drehungsmoment

$$(MH + \vartheta) \sin \varphi.$$

Den Werth ϑ können wir nach §. 185 mit MH vergleichen, und dann den Werth $MH + \vartheta$ in die weiteren Formeln statt MH einführen; dann erhalten wir den corrigirten Werth von $\frac{M}{H}$. Diese Correction wird indess in den meisten Fällen vernachlässigt werden können.

Hat man nach den vorstehend beschriebenen Methoden die horizontale Componente H des Erdmagnetismus bestimmt (dieselbe ist für unsere Gegend etwa 1,7 — 1,9), so kann man das magnetische Moment M jedes beliebigen magnetischen Körpers durch Bestimmung seines Trägheitsmomentes k und seiner Schwingungsdauer t aus der Formel

$$M = \frac{\pi^2 k}{t^2 H}$$

berechnen (vgl. §. 173 Gl. 1).

II. Elektromagnetische und elektrodynamische Messapparate.

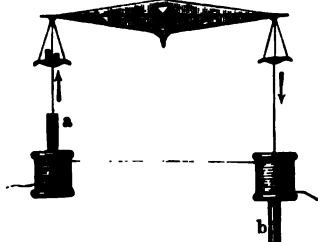
Die Bestimmung der Intensität eines galvanischen Stromes durch seine Fernwirkungen geschieht gewöhnlich in der Weise, dass wir dieselbe zunächst mittelst verschiedener Instrumente in Einheiten ausdrücken, welche für jedes dieser Instrumente verschieden sind; erst na

her reduciren wir diese Beobachtungen durch Multiplication mit einem durch das Experiment zu bestimmenden Factor auf ein gemeinsames absolutes Maass.

Wir wollen zuerst die verschiedenen jetzt gebräuchlichen Messapparate näher behandeln und sodann genauer ausführen, wie die durch sie gemessenen Stromintensitäten auf absolutes Maass zurückgeführt werden.

Einer der älteren Messapparate ist die von Becquerel¹⁾ (und Wrede) zuerst angegebene elektromagnetische Waage, welche von Lenz und Jacobi²⁾ wesentlich verbessert worden ist. Unter die an kurzen Dräthen aufgehängten Schalen einer feinen chemischen Waage, Fig. 133,

Fig. 133.



stellt man zwei Spiralen, von denen jede aus mehreren neben einander aufgewundenen Drähten gebildet ist. Man leitet durch die Windungen dieser Spiralen den zu messenden Strom. An den Schalen der Waage sind zwei Magnetstäbe *a* und *b* so angehängt, dass beide ihre Nordpole nach unten kehren. Die Axen der Stäbe fallen mit denen der Spiralen zusammen. Der eine von ihnen ist an einem kurzen, der andere

an einem längeren Drath befestigt, so dass der eine über, der andere unter der betreffenden Spirale schwebt. Ein Glasrohr schützt den letzteren vor dem Luftzuge. Durch den die Spiralen in einem bestimmten Sinne durchfließenden Strom werden beide Magnetstäbe von denselben abgestossen, und diese Abstossung ist bei gleicher Lage der Magnetstäbe der Stromintensität proportional. Führt man daher durch Gewichte *G*, welche man auf die Waagschalen legt, die Magnetstäbe in die Gleichgewichtslage zurück, welche sie vor dem Hindurchleiten des Stromes durch die Spiralen hatten, so sind diese Gewichte der Stromintensität *I* proportional. In dem bedarf es hierbei noch einer Correction, die durch die temporäre Aenderung des Magnetismus der Stäbe durch den Einfluss des Stromes in den Spiralen bedingt ist. Lenz und Jacobi fanden z. B., als sie einen Strom von gleicher Intensität erst durch einen, dann durch sechs neben einander auf die Spiralen aufgewundene Drähte leiteten, dass die Gewichte nicht im Verhältniss 1 : 6, sondern bei verschiedenen Stromintensitäten in einem etwas geringeren Verhältniss zu einander standen³⁾. Man kann dann den Werth *I* durch die Formel $I - I^2 \alpha = G$ bestimmen, wo α eine empirisch zu bestimmende Constante ist. Auch hat man darauf zu achten, dass nicht etwa die stählernen Theile der Waage von den Strömen in den Spiralen angezogen und dadurch die Einstellungen der Waage beeinflusst werden.

¹⁾ Becquerel, Compt. rend. T. V, p. 35. 1837*; Pogg. Ann. Bd. XLII, S. 307.
 — ²⁾ Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 227, 239. 1839*. — ³⁾ Verh. auch v. Feilitzsch, Fernwirkungen des Stromes. S. 83. 1865*.

ingt man, wie es Becquerel und E. Becquerel zu thun pflegten, Magnetstäbe in gleicher Lage über den Spiralen auf, und leitet den so durch dieselben, dass der eine Stab angezogen, der andere abgewirkt wird, sich also die Wirkungen beiderseits addiren, so wird bei Ausschlag der Waage die ablenkende Kraft zunehmen, da sich der abgewogene Stab von der Spirale entfernt, der angezogene sich ihr nähert.

Man hat dann bei der Aequilibrirung der Waage durch Gewichte dieses Gleichgewicht und genauere Messungen sind unmöglich. Es dürfte es kaum zweckmässig sein, da man jetzt viel bessere Waagen besitzt, auch jetzt noch die elektromagnetische Waage zu verwenden.

Ein bei Weitem wichtigerer und allgemeiner angewandter Apparat 200

die Tangentenbusssole ¹⁾. Sie besteht aus einem oder mehreren Drathkreisen (Fig. 34) auf einem Brett befestigten, verticalen Ringen von mehreren Drathkreisen, die untereinander isolirt und durch Klammern *ef* fest verbundenen Drähten, deren Enden mit den Drathklemmen *aa*₁ *bb*₁ *cc*₁ *dd*₁ verbunden sind. Auf dem Brett ist ein Ständer angebracht, der eine Busssole trägt, bestehend aus einer an einem feinen Coconfaden aufgehängten Magnetnadel *ns*, welche eine Länge besitzt, die höchstens $\frac{1}{4}$ des Radius der Drathkreise ist und mit einem längeren, aus einem geschwärzten Glasfaden gebildeten Zeiger verbunden ist, der auf einer Kreistheilung spielt. — Die Magnetnadel muss sich hierbei genau in der Mitte des Drathkreises befinden. Die noch so häufig angewandte

Fig. 134.



ngung der Nadel vermittelt eines Achathütchens auf einer Stahlplatte für genauere Zwecke nicht die gehörige Beweglichkeit der Nadel dar. Will man bei der Aufhängung an einem Coconfaden die

ngung der Nadel vermittelt eines Achathütchens auf einer Stahlplatte für genauere Zwecke nicht die gehörige Beweglichkeit der Nadel dar. Will man bei der Aufhängung an einem Coconfaden die

Pouillet, Compt. rend. T. IV, p. 267. 1837*; Pogg. Ann. Bd. XLII, S. 283*. —
 Abhandlung von Weber. Resultate des magn. Vereins 1840, S. 85*.

Schwankungen der Nadel vermeiden, so kann man nach Poggendorff unten an dieselbe in der Verlängerung des Coconfadens einen zweiten Faden anhängen, der unterhalb eine kleine Messingkugel trägt. Diese Kugel hängt in einem in den Ständer eingelassenen Glasrohr, dessen inneren Raum sie fast vollständig ausfüllt. Das den Drathring und die Bussole tragende Brett kann auf dem mit Stellschrauben versehenen Brett *pp* um seine Axe gedreht, und so der Drathring dem magnetischen Meridian parallel gestellt werden. Je nach Bedürfniss leitet man den Strom, dessen Intensität man messen will, durch einen oder mehrere der Drathringe hinter oder neben einander und beobachtet den Ausschlag der Nadel. Zweckmässig formt man die Nadel aus einer rhombischen Stahlplatte, deren Diagonalen etwa nur 30 und 5^{mm} betragen und lässt sie in horizontaler Lage in einer kleinen eng anschliessenden Dose von etwa 10^{mm} dickem Kupfer schwingen. Diese Büchse hat oben ein kleines 5^{mm} weites Loch, durch welches ein dünnes (2^{mm}) dickes Messingstäbchen hindurchgeht, welches oben einen auf der Kreistheilung spielenden Zeiger von Aluminium oder schwarzem Glase trägt, und auf welches unten die Magnetnadel in horizontaler Lage so aufzuschieben ist, dass sie mit dem Zeiger einen Winkel von 90° macht (vgl. Fig. 147 §. 217). Zu diesem Ende kann der Boden der kupfernen Büchse abgeschraubt werden. Die Nadel mit dem Zeiger hängt an dem Coconfaden. Bei den Schwingungen der Nadel werden in der Kupferbüchse galvanische Ströme inducirt, welche die Nadel in ihren Bewegungen aufhalten und die Schwingungen derselben dämpfen, so dass sie schneller ihre Gleichgewichtslage annimmt.

Man stellt die Windungen des Apparates von vornherein so, dass sie möglichst mit der Ebene des magnetischen Meridians zusammenfallen. Dann leitet man durch dieselben einen Strom, beobachtet die Ablenkung, kehrt die Richtung des Stromes um, ohne dabei indess neue Widerstände in die Schliessung einzuführen und beobachtet die nun sich ergebende, entgegengesetzt gerichtete Ablenkung. Man ändert die Stellung der Drathwindungen so lange ab, bis die beiderseitigen Ausschläge gleich werden.

Zur Begründung der Theorie dieses Instrumentes wollen wir die Länge der Magnetnadel gegen den Durchmesser des Drathkreises vernachlässigen und so ihre Pole nahezu in den Mittelpunkt desselben legen. Wir haben unter dieser Voraussetzung schon §. 161 bewiesen, dass die durch den Erdmagnetismus und den den Drathkreis durchfliessenden Strom auf die Nadel ausgeübten Drehungsmomente sich wie der Cosinus zum Sinus ihres Ablenkungswinkels verhalten, mithin die Intensität des Stromes der Tangente des Ablenkungswinkels proportional ist.

Ist die Axe der Nadel nicht ganz genau den Windungen ~~parallel~~ sondern bildet sie mit ihnen einen kleinen Winkel φ , ist die horizontale Componente des Erdmagnetismus *H*, so werden die durch Ströme

der Intensität $\pm I$ bedingten Ablenkungen ψ und ψ_1 der Nadel nach den Seiten gegeben durch die Gleichungen (§. 161)

ist $I \cos(\psi - \varphi) = H \sin \psi$. $const I \cos(\psi_1 + \varphi) = H \sin \psi_1$.
 daraus folgt

$$ctg = \frac{ctg \psi_1 - ctg \psi}{2}$$

Man könnte also auch aus den Ablenkungen α und α_1 den Winkel berechnen, und durch Drehen der Drathwindungen dieselben richtig einstellen. Indess ist bei geringen Werthen φ der Beobachtungsfehler nicht gross, wenn man die Stromintensität I

$$I = const H. tg \frac{\psi + \psi_1}{2}$$

best. Der Fehler im Ablenkungswinkel beträgt, wenn $\varphi = 1 - 2^\circ$ ist, für ψ zwischen 0 und 80° höchstens $\frac{1}{2}$ Minute, wenn $\varphi = 5^\circ$ ist, für ψ bis 60° nur etwa $2\frac{1}{2}$ Minuten im Maximum¹⁾.

Das Gesetz der Proportionalität der Stromintensität mit der Tangente des Ablenkungswinkels der Nadel der Tangentenbussole ist nur

Fig. 135.



richtig, so lange die Länge der Nadel verschwindend klein gegen den Durchmesser des sie umgebenden Drathringes ist. Sobald die Pole der Nadel aus der Ebene desselben bedeutend heraustreten, ist die Einwirkung des Stromes schwächer, und das auf sie ausgeübte Drehungs-

¹⁾ Vergleiche auch Buff, Ann. d. Chem. u. Pharm. Bd. LXXXVI, S. 1. 1853*.

Eine ältere Tangentenbussole von Nervander (Lenz, Pogg. Ann. Bd. LIX, S. 203. 1843) (Fig. 135) bestand aus einer, auf einer Theilung spielenden Magnetnadel ns , unter welcher sich in einiger Entfernung eine horizontal liegende Drathspirale S befand, deren Axe mit der Richtung des magnetischen Meridians zusammenfiel. Diese Spirale S war an einem verticalen Stabe aa befestigt, an dem sie sich auf und nieder schieben und mittelst eines conischen Zapfens unter dem Aufhängepunkt der Magnetnadel um eine verticale Axe drehen liess. Ein auf der Theilung spielender Zeiger gestattete die Drehungswinkel zu bestimmen. Wurde nun die Spirale um 90° aus der Ebene des Meridians gedreht und ein Strom durch sie hindurchgeleitet, so wurde die Nadel abgelenkt, und die Stromintensität entsprach der Tangente des Ablenkungswinkels.

Diesen Apparat hat namentlich Lenz zu einer Reihe von Versuchen verwendet. Neuerdings ist er indess durch die anderen Formen der Tangentenbussole völlig verdrängt worden.

moment ist nicht mehr proportional dem Cosinus ihrer Neigung α die Ringebene, sondern kleiner¹⁾.

Dies hat Despretz²⁾ auch experimentell zu zeigen versucht, indem er nach einander zwei Punkte der zur Busssole führenden Dräthe in eine Nebenschliessung verband, welche resp. aus 1 bis n (4) Dräther bildet war, deren jeder einen Widerstand besass, welcher gleich dem Widerstand des zwischen den Ableitungspunkten liegenden Drahtes der Busssole war. Despretz nimmt an, dass hierbei die Intensität des durch die Busssole gehenden Stromes im Verhältniss von $\frac{1}{n+1}$ geschwächt war.

Dies ist jedoch nicht richtig; denn bezeichnen R und E den Widerstand und die elektromotorische Kraft der Säule, r den Widerstand des Drahtes der Busssole, so ist die Intensität I des Stromes in der Busssole ohne Nebenschliessung $I = \frac{E}{R+r}$; bei einer Nebenschliessung von n Dräthen

$$I_n = \frac{1}{n+1} \cdot \frac{E}{R + \frac{r}{n+1}} = \frac{E}{(n+1)R + r}.$$

Das Verhältniss der beiden Intensitäten ist also $\frac{I_n}{I} = \frac{R+r}{(n+1)R}$

und nicht, wie Despretz annimmt, $\frac{1}{n+1}$ ³⁾.

Despretz beobachtete unter Anderem die durch Ströme von verschiedenen Intensitäten bewirkten Ablenkungen $40^\circ 29'$, $43^\circ 35' 52''$ und $64^\circ 32' \frac{1}{4}$, und ebenso die Ablenkungen, wenn durch die Verzweigung nur ein Viertel des Stromes durch die Busssole floss. Ablenkungen hierbei ergaben sich resp. 4, 8, 10 und 20 Minuten kleiner als nach jenen Werthen berechnet war.

Wenn nun auch diese Versuche mit Berücksichtigung der angeführten Rechnungsfehler nur sehr geringe Abweichungen von dem Tangentengesetz zeigten, so ist es doch für genauere Messungen wünschenswert ein noch zuverlässigeres Maass der Stromintensität zu erhalten. Man kann daher versuchen, durch passende Einrichtung der Tangentenbusssole das Gesetz der Tangenten innerhalb möglichst weiter Grenzen zur Geltung zu bringen. Dies kann einmal dadurch geschehen, dass man die Nadel kürzer nimmt. Nach Weber⁴⁾ würden die Tangenten der Ablenkung der Nadel den Stromintensitäten fast genau proportional sein, wenn die Nadel nicht länger als $\frac{1}{4}$ des Durchmessers des Drahtkreises ist.

¹⁾ Eine Berechnung dieser Abweichung von Hädenkamp in Grunert's. Bd. XXIII, S. 217. 1854. — ²⁾ Despretz, Compt. rend. T. XXXV, p. 449. — ³⁾ Bosscha, Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 406. Ann. 1854*. — ⁴⁾ W. Weber, Ann. Bd. LV, S. 32. 1842*.

In anderer Weise geschieht dies in der von Helmholtz¹⁾ und Gau- 202
²⁾ angegebenen Tangentenbussole dadurch, dass man den Mittelpunkt

Fig. 136.



der Nadel nicht mit dem
 Mittelpunkt des sie um-
 gebenden Drathkreises
 zusammenfallen lässt,
 sondern ihn in einer ge-
 gen die Ebene desselben
 senkrechten Richtung
 um die Hälfte des Radius
 verschiebt. Will man
 dann mehrere Drath-
 kreise anwenden, so
 müssen ihre Mittelpunkte
 sich in solchen Abstän-
 den von dem Mittel-
 punkt der Nadel befin-
 den, dass stets die Ra-
 dien der Kreise doppelt
 so gross sind, wie jene
 Abstände. Die Kreise
 würden daher auf einem
 Kegelmantel liegen, des-
 sen Winkel φ an der

so gross ist, dass $tg \frac{1}{2} \varphi = 2$ ist. Dieser Winkel würde mithin
 $63^\circ 26'$, d. i. etwa 127° betragen. Zweckmässiger würde man
 in gleichen Abständen zu beiden Seiten der Nadel solche Drath-
 aufstellen und durch beide in gleicher Richtung den Strom leiten.
 Tangentenbussole würde mithin etwa die Einrichtung wie in Fig. 136
 sein.

Die Begründung der Richtigkeit des Tangentengesetzes bei dieser
 richtung bis zu sehr bedeutenden Ablenkungen ergibt sich aus den
 ungen des §. 163 bis 165. Auch experimentell hat Gaugain die
 gkeit dieses Gesetzes hierbei bestätigt, indem er um einen Drath von
 imeter Durchmesser als Kern vier von einander isolirte Dräthe in
 ickenwindungen von gleichem Gang aufwickelte, die so gewonnene
 e um eine kreisförmige Scheibe legte, und letztere der Magnetnadel
 gegenüberstellte, dass der Abstand des Mittelpunktes der Scheibe von
 ittelpunkt der Nadel gleich ihrem halben Radius war. Der Strom
 durch einen oder mehrere der schraubenförmigen Dräthe hinter

Helmholtz hat das Princip dieser Bussole schon in der Sitzung der physi-
 Gesellsch. zu Berlin am 16. März 1849 mitgetheilt und zu derselben Zeit
 apparat nach demselben Princip construirt und benutzt. — ²⁾ Gaugain, Compt.
 XXXVI, p. 191. 1853*; Pogg. Ann. Bd. LXXXVIII, S. 442*.

einander geleitet, welche nach den Ampère'schen Beobachtungen ihrer Axe entsprechenden kreisförmigen Ströme äquivalent sind; (tensität des Stromes wurde durch Ein- und Ausschaltung von Coactionsdräthen in den übrigen Schliessungskreis constant erhalten. Tangentengesetz bewährte sich hierbei vollkommen.

Fig. 137.



Dass man durch Anwe von zweimal zwei Drathkreise geringere Abweichungen vom Tangentengesetz erhält, als bei Anwendung von nur zwei Kreisen, aus §. 165. Indess dürfte damit letzteren zu erreichend Genauigkeit für fast alle Fälle kommen genügen.

203

Eine andere Methode, das Tangentengesetz bei der Tangentenssole zur Geltung zu bringen steht darin, dass man die Nadel äusserst geringe Ablenkungen lassen lässt und vermittelst feiner Hilfsmittel dieselben beobachtet. Hierzu dient vortrefflich die von Poggendorff und Gauss angegebene Spiegelablesung (§. 182).

Je nachdem man die Tangentenssole in der einen oder der andern Art verwenden will, erhält sie bei verschiedenen Einrichtungen.

Man kann z. B. das in §. 171 beschriebene Magnetometer (Fig. 136) verwenden, um dessen Rahmen

mehrfache Lagen von Drathwindungen gelegt hat. Man bezeichnet solchen Rahmen mit Windungen mit dem Namen eines Multiplicatorrahmens. Zweckmässig ist es, wenn man bei demselben zwischen den Magneten des Rahmens verschieden dicke, in sich geschlossene Kupferbleche schieben kann, um so die Schwingungen der Nadel je nach Bedarf mehr oder weniger stark zu dämpfen.

201

Eine andere Einrichtung rührt im Wesentlichen von W. Weber her. Er hat einen kleinen magnetisirten Stahlspiegel an einem Concofa einer dicken hohlen kupfernen Kugel aufgehängt, so dass seine I

1) W. Weber, Elektrolyn. Maassbest. Thl. I, S. 17. 1846*.

tische Axe horizontal hing. Die Kugel hatte auf einer Seite eine Oeffnung, durch die man vermittelst eines Fernrohrs das Spiegelbild einer Scala im Spiegel betrachten konnte. Vor die Kupferkugel, senkrecht gegen die Ebene des magnetischen Meridians konnte in verschiedener Entfernung ein Drathring aufgestellt werden, durch den ein galvanischer Strom geleitet wurde, welcher den Stahlspiegel ablenkte. Die Ablenkungen des Spiegels wurden an der Scala abgelesen.

Man kann auch bei diesem Apparat den Drathring so aufstellen, dass der Abstand der Mitte des Spiegels von seiner Ebene gleich der Hälfte seines Radius ist. Dann vereint man die Vortheile des Principis von Helmholtz und Gaugain mit denen der Spiegelablesung.

Eine ähnliche, vom Verfasser construirte Spiegelbussole besitzt 205 in der Form, wie sie namentlich von Mechanicus Sauerwald in Berlin vortrefflich ausgeführt wird, die folgende Einrichtung:

Auf einem mit drei Stellschrauben versehenen Brett *h* (Fig. 105) dreht sich auf einem Zapfen von Rothguss ein zweites Brett, auf dem sich zwischen zwei Leisten verschiedene Schieber verschieben lassen. Der mittelste dieser Schieber trägt eine dicke cylindrische Hülse von Kupfer von 17^{mm} Wanddicke und 21^{mm} Länge, die in der Mitte ein Loch von 21^{mm} Durchmesser umschliesst. Diese Hülse ist senkrecht gegen ihre Axe in der Mitte durchgeschnitten. Die eine Hälfte derselben ist auf dem Schieber befestigt, die andere wird durch zwei Messingschrauben gegen die erstere festgeschraubt. Zu beiden Seiten dieser Hülse befinden sich auf dem Brett zwei Messingständer, die oben ein Querstück von Messing tragen, auf welchem gerade über der Hülse *a* ein 5^{mm} breiter und 20^{mm} langer Schlitz parallel zur vorderen Seite der Kupferhülse ausgeschnitten ist. Das Querstück trägt ausserdem über der Kupferhülse auf einem Messingbügel (Fig. 139) einen horizontalen Messingring, in den sich eine messingene Fassung einschrauben lässt, die eine, etwa 12 Ctm. lange Glasröhre trägt. Auf die Glasröhre ist eine Messingfassung aufgekittet, die eine Röhre eingeschliffen ist, welche sich in der Fassung drehen lässt. Eine an der Röhre angebrachte Marke, so wie einige Theilstriche auf dem oberen Rande der Fassung gestatten, die Röhre in der Fassung etwa um 45°, 90° u. s. f. zu drehen. Die Röhre ist oben mit einer Vorrichtung zur Hebung und Senkung eines Hakens versehen, der einen Confaden trägt. Dieselbe ist ganz ebenso construiert, wie die Fig. 152, 120 gezeichnete Vorrichtung am Galvanometer. An den Confaden unten ein kleiner Haken von hartem Messingdrath angeknüpft, an dem man einen kleinen Spiegel von glashartem Stahl von etwa $\frac{3}{4}$ bis $\frac{1}{2}$ Dicke und 19^{mm} Durchmesser anhängen kann, welcher so magnetisch ist, dass seine magnetische Axe horizontal hängt. Man bringt den Spiegel, um ihn zu magnetisiren, mit der letzteren Richtung zwischen die zugespitzten Pole eines starken Elektromagnetes und

schliesst und öffnet den den Magnet erregenden Strom zu wiederholten Malen, wobei man auch dem Spiegel durch schwache Schläge gegen den Magnet geringe Erschütterungen ertheilen kann. Zweckmässig ist es hierbei, den Spiegel in eine, in einem kleinen Brett angebrachte kreisförmige Höhlung einzulegen, damit er nicht durch die allzuarke Anziehung der Magnetpole und dadurch erfolgende Stösse eine Verbiegung erfährt¹⁾. Das Einhängen des Magnets ist leicht auszuführen, wenn man die vordere Hälfte der Hülse *a* von der hinteren abschraubt. Durch Drehen der Schraube *d* kann man den Stahlspiegel so lange heben und senken, bis er in der Kupferhülse frei schwebt. Die Oeffnungen an beiden Seiten der Kupferhülse *a* werden durch kupferne Deckel oder durch Fassungen, in welche ebne Glasplatten eingesetzt sind, geschlossen. Ebenso wird der Raum über dem Querstück mit einer runden Holzbüchse *k* bedeckt, die zu den sogleich zu beschreibenden Zwecken an einer Seite eine mit einer Glasplatte verschliessbare Oeffnung trägt.

Die beiden anderen Schieber tragen Drathspiralen *b*, *c*, deren Axen mit der Axe der Kupferhülse zusammenfallen. Die Spiralen haben einen so grossen inneren Durchmesser, dass sie gerade auf die Hülse *a* hinaufpassen, und lassen sich so nahe aneinander schieben, dass zwischen ihnen nur ein schmaler Zwischenraum von etwa 1 bis 2^{mm} bleibt, durch den der den Spiegel tragende Coconfaden hindurchgeht. Die Drathspiralen werden durch die an den Enden der Dräthe angebrachten Klemmschrauben mit der übrigen Stromesleitung in Verbindung gebracht. Man kann dann den Strom nur durch eine derselben oder durch beide hinter- oder nebeneinander hindurchleiten.

Es ist zweckmässig, drei Systeme solcher Drathspiralen in Vorrath zu haben.

Jede Spirale des ersten Systems besteht aus etwa 60 Windungen von Kupferdrath von 1^{mm} Durchmesser, welcher mit Kautschukmasse überzogen ist, und in zwei, von den leitenden Theilen des Apparates sorgfältig isolirten Drathklemmen endet, deren Kanten abgerundet sind. Diese Spiralen dienen zur Messung der Intensität von Strömen von Reibungselektricität. Zwei andere Spiralen sind aus je parallel neben einander zu je 80 Windungen gewundenen, mit überspannenen Kupferdräthen von 1^{mm} Dicke gebildet, deren Enden jeder Spirale in 4 Drathklemmen enden. Sie dienen zur Messung von Thermoströmen, u. s. f. Endlich bedient man sich zweier Spiralen, die mit sehr feinem ($\frac{1}{5}$ ^{mm} dicken) überspannenem Kupferdrath (6- bis 8000

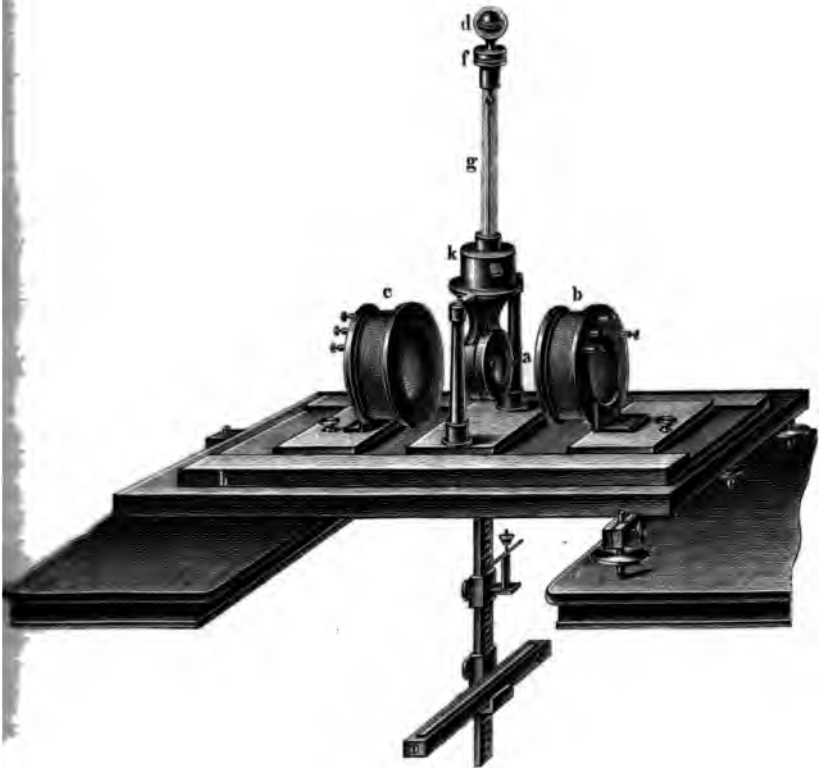
¹⁾ Obgleich die Kreisform des Magnets nicht diejenige ist, welche bei gleicher Tallmasse das grösst mögliche Moment annimmt, so ist sie doch der Leichtigkeit der Bearbeitung des ganzen Apparates wegen zu empfehlen. Auch ist die Ablenkung durch einen Strom von der Grösse des Moments des Magnets unabhängig, die von dem Moment abhängige Dämpfung aber genügend stark. (Vgl. eine gegen die Anwendung des Kreisbogens gerichtete Bemerkung von Lamont, siehe dessen Magnetismus, S. 118 1867*.)

umwunden sind; namentlich für physiologische Zwecke u. s. f., wo ausserhalb des Apparates sehr bedeutende Widerstände in die Schliessung eingefügt sind.

Der Apparat wird so aufgestellt, dass die Axe der Spiralen und der Kupferhülse senkrecht gegen den magnetischen Meridian gerichtet ist. Man kann dann die Ströme je nach Bedarf durch eine oder beide Windungsreihen der Spiralen neben oder hinter einander hindurchleiten.

Dem magnetisirten Stahlspiegel gegenüber wird eine Scala mit Fernrohr in der Entfernung von 1 bis 4 Meter aufgestellt, wie §. 182 angegeben ist, und an der Scala werden dann die Ablenkungen des Spiegels beim Hindurchleiten eines Stromes durch die Spiralen beobachtet.

Fig. 138.



Die Lage des magnetisirten Stahlspiegels gestattet den Apparat nur so aufzustellen, dass die Axe des Ablesefernrohrs sich in einer gegen den magnetischen Meridian normalen Ebene befindet. Verursacht dies

Schwierigkeiten, so kann man vor dem Stahlspiegel eine kurze, in die Kupferhülse eingesetzte Röhre anbringen, in der sich ein rechtwinkliges Glasprisma befindet, durch welches man mittelst der totalen Reflexion an der Hypotenusenfläche das Bild der mit dem Fernrohr verbundenen Scale im Spiegel von der Seite her betrachtet. Zweckmässiger ersetzt man den Stahlspiegel, um das Trägheitsmoment zu verringern, durch einen etwa 1^{mm} dicken und breiten, am äusseren Rande zugeschärften Ring von hartem Stahl von 19^{mm} Durchmesser (Fig. 139), der wie der Stahlspiegel in horizontaler Richtung magnetisirt ist. Man verbindet denselben durch ein verticales Stäbchen von Aluminium mit einer kreisförmigen Fassung von Horn oder Aluminium, in welcher ein Spiegel von recht dünnem Glase befestigt ist. Dieser Spiegel hängt in dem über der Kupferhülse angebrachten drehbaren Holzgehäuse an dem Coconfaden und kann um jeden beliebigen Winkel gegen den unten befindlichen Stahlring gedreht

Fig. 139.



und so das Spiegelbild der Scala von allen Seiten in dem Apparat beobachtet werden ¹⁾.

206

Zur objectiven Darstellung der Ablenkungen leitet man in einem ziemlich verfinsterten Zimmer das Licht einer seitlich aufgestellten Petroleumlampe durch eine Linse von etwa 1 bis 1¹/₂^m Brennweite auf den Spiegel und projicirt das reflectirte Bild der Lampe auf einen Schirm von Pappe, der in die Form eines drittel Kreises von etwa 1^m Radius gebogen und so aufgestellt ist, dass der Spiegel sich in seinem Mittelpunkt befindet. In den

Schirm sind von Centimeter zu Centimeter schmale Spalten eingeschnitten.

¹⁾ Carl (Carl's Repert. Bd. III, S. 15. 1867*) fertigt das Gestell dieses Apparates aus Messing und bringt die Scalen aus Glas in einer Entfernung von etwa 3 bis 30 Ctm. an einer an dem Apparat selbst drehbaren Schiene an, auf der auch das Fernrohr steht. Die Axe desselben liegt in der Richtung des magnetischen Meridians, so dass also die Ebene des kleinen Spiegels über dem Magnet senkrecht gegen den magnetischen Meridian gerichtet ist. Vielleicht dürfte aber gerade die grösst

an denen gleichfalls ausgeschnittene Zahlen sich befinden. Der Schirm ist durchsichtigem Papier beklebt, welches von hinten durch eine Reihe von Kerzen erleuchtet wird, die aus einer zu dem Schirm concentrisch angeordneten Röhre herausbrennen.

Exner und Lang¹⁾ ersetzen hierzu den Magnetspiegel des Spiegel-Transometers durch einen runden versilberten Glasspiegel von 3 Ctm. Durchmesser, auf dessen Hinterseite eine magnetisirte Nähnadel in horizontaler Lage geklebt ist. Die vordere Oeffnung der Kupferhülse ist durch eine planconvexe (gegen den Spiegel concave) Linse von 60 Ctm. Brennweite geschlossen. (Zweckmässiger könnte man wohl einen 3 Ctm. Durchmesser Spiegel von recht dünnem Glase über der Kupferhülse an dem Abstrahlring der am Ende des vorigen Paragraphen beschriebenen Einrichtung bringen.) In einer Entfernung von 60 Ctm. von dem Spiegel ist vor demselben ein verticales Brett aufgestellt, in welches etwas unterhalb der Höhe des Spiegels ein viereckiges Loch geschnitten ist, hinter dem in demselben ein reflectirender Hohlspiegel von 10 Ctm. Oeffnung versehen ist. In Argand'scher Gaslampe aufgestellt wird. Ein viereckiger, gegen den Spiegel zu sich verjüngender, in dem Loch befestigter Trichter aus Papier schliesst die seitlichen Strahlen aus. Oberhalb desselben ist dem Brett eine horizontale Papierscala befestigt, auf welcher das Bild der Flamme entworfen wird. Der Abstand der Flamme von der Linse ist nahe gleich der Brennweite der letzteren, so dass die gebrochenen Strahlen parallel auf den Spiegel und ebenso von demselben zurück auf die Linse fallen und in ihrem Brennpunkt auf der Scala zusammenfallen.

Je nach der Intensität der zu messenden Ströme kann man die Spiegel- 207
 den näher oder weiter von der Hülse mit dem Stahlspiegel aufstellen. Je nach kann man, wenn das Instrument sehr empfindlich sein soll, nach dem Vorgang von Haüy²⁾ den Magnet im Apparat astasiren, d. h. die Richtkraft des Erdmagnetismus vermindern, indem man einen schwach magnetisirten Stahlstab in gleicher Horizontalebene mit der Axe des ablenkenden Magnetes nördlich oder südlich von demselben so hinlegt,

Ablesung der Scala und des Fernrohrs vom Instrument zweckmässig sein, da hierdurch die Möglichkeit gegeben ist, geringe Ablenkungen zu beobachten, welche direct der Stromstärke proportional sind, und dabei die störenden Einflüsse von Eisenmassen, Luftströmungen u. s. f., die die Nähe des Beobachters mit sich bringen kann, vermieden werden.

Auch Lamont hat fast gleichzeitig mit mir eine Spiegelbussole in grösserem Maassstab construirt (Lamont, Pogg. Ann. Bd. LXXXVIII, S. 230. 1813*. Handbuch des Erdmagnetismus, S. 94. 1867*. Auf einem 8 Fuss langen Brett, dessen Längsrichtung senkrecht auf dem magnetischen Meridian steht, befindet sich in der Mitte das Magnetnadel, in dem an einem Coconfaden eine kleine Nadel von nur 6 Linien Länge hängt, welche einen 6 Linien im Durchmesser haltenden Spiegel trägt, an dem die Ablenkungen der Nadel mittelst eines nördlich oder südlich vom Magnet aufgestellten Fernrohrs und einer Glasscala abgelesen werden. Auf dem Brett und zu beiden Seiten des Magnetnadel sind getheilte Metallröhren befestigt, auf denen sich Hülsen verschieben, die die Glasscala tragen, um die die Drathwindungen gewunden sind.

¹⁾ Exner und Lang, Carl's Repert. Bd. V, S. 6. 1869*. — ²⁾ Haüy, Gilb. Bd. LXIII, S. 104. 1819*.

dass die Axen der beiden Magnete zusammenfallen und der Nordpol des astasirenden Magnetstabes dem Nordpol des aufgehängten Magnets oder umgekehrt gegenübersteht.

Auch kann man unten an das, den Apparat tragende Brett (Fig. 136) einen verticalen getheilten Stab anschrauben, der durch den Tisch hindurch geht, auf dem der Apparat steht, und an dem sich eine Hülse verschiebt die ein in der Nordsüdrichtung liegendes Kästchen trägt, in welchem der astasirende Magnetstab zwischen zwei Federn liegt und durch seitliche Schrauben so lange gedreht werden kann, bis er keine seitliche Ablenkung des Magnetes in dem Apparate verursacht. — Sehr zweckmässig kann man nach Meissner und Meyerstein ¹⁾ an dem Stabe zwei Magnete verschieben, einen stärkeren, durch den man den Magnet im Apparate annähernd compensirt, und einen schwächeren, durch den die feine Astasirung vorgenommen wird. Macht man letzteren um eine verticale Axe drehbar (vgl. Fig. 136), so kann man durch geeignete Einstellung desselben auch die etwaigen seitlichen Ablenkungen des schwingenden Magnets compensiren. Selbstverständlich kann man die astasirende Verticallage auch über dem Apparat anbringen.

Beobachtet man die Schwingungsdauer des Magnets im Apparate ohne Astasirung T und mit derselben T_a , so kann man daraus die Verminderung der den Magnet einstellenden Richtkraft des Erdmagnetismus durch den astasirenden Magnet bestimmen.

Ist die horizontale Componente des Erdmagnetismus H , die Richtkraft unter Anwendung des astasirenden Magnets H_a , ist M das Moment, k das Trägheitsmoment des Magnetes, so ist

$$HM = \frac{\pi^2 k}{T} \quad \text{und} \quad H_a M = \frac{\pi^2 k}{T_a},$$

also

$$\frac{H_a}{H} = \frac{T}{T_a}.$$

Bei dem §. 205 beschriebenen Apparate werden die Schwingungen des magnetischen Spiegels so bedeutend gedämpft, dass derselbe nur wenigen Schwingungen, schon 4 bis 6 Secunden nach dem Schliessen des ablenkenden Stromes, von seiner Ruhelage nicht mehr merklich abweicht.

Wird der Stahlspiegel durch Annähern eines Magnets, etwa nach der Haüy'schen Methode astasirt, so dass die Richtkraft gering ist, so kann er sogar aperiodisch schwingen und sich nach einer Ablenkung ohne weitere Oscillationen nur seiner Ruhelage nähern. Wird er durch die vereinte Wirkung des Stromes J und der magnetischen Richtkraft der Erde und des astasirenden Magnets μ in eine Gleichgewichtslage übergeführt, die um den Scalenwerth ξ von seiner Ruhelage ohne Stromwirkung entfernt ist, so schwingt er der letzteren Gleichgewichtslage

¹⁾ Meissner und Meyerstein, Henle und Pfeuffer's Zeitschr. Bd. I. Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 132. 1861*.

ganz gleicher Weise zu, wie der Ruhelage ohne jene Einwirkungen, nur dass an Stelle der dort angenommenen Ruhelage die Ablenkung ξ , an Stelle der magnetischen Kraft, die den Magnet in die Ruhelage zurückführt, jetzt die Resultante aus der Wirkung des Erdmagnetismus und astasirenden Magnetes und der Wirkung des Stromes tritt¹⁾.

Ein von Meissner und Meyerstein (l. c.) construirtes Spiegelgalvanometer, Fig. 140 bis 142 (a. f. S.), unterscheidet sich von dem von mir construirten dadurch, dass die dämpfende Kupferhülle und die Drathspiralen nicht durch die den Coconfaden einschliessende Oeffnung unterbrochen sind, sondern letztere voll über die Hülle hinüber gewickelt sind. Hierdurch wird das Instrument noch empfindlicher. Bei einer anderen Einrichtung werden die Spiralen dem Magnet zunächst gebracht und erst ausserlich mit der dämpfenden Kupferhülle umgeben. Ferner wird der Stahlspiegel durch einen magnetisirten Stahlring S , Fig. 142, ersetzt, und derselbe durch einen \sqsubset förmigen Bügel $abcd$ mit einem über den Spiralen an einem Coconfaden schwebenden Spiegel s verbunden. Unter diesem Spiegel sind zwei Haken r und q angebracht, auf welche man einen kleinen Stahlmagnet ns in entgegengesetztem Sinne wie der Magnetring NS auflegen kann. Hierdurch wird zugleich eine Astasirung und eine Verstärkung der Wirkung des Stroms in der Spirale auf die vereinten Magnete bewirkt. Die den Magnet nebst Spiegel tragende Röhre ist mittelst eines Bügels auf einem Brett A befestigt, auf welchem auch die Drathspirale liegt. Eine Holzkapsel, in der vor dem Spiegel ein Fenster angebracht ist, bedeckt die beweglichen Theile des Apparates. Das Brett A steht auf drei Füßen mit Stellschrauben, zwischen denen am Brett A eine nach unten gerichtete verticale Scala angebracht ist, an der sich die schon §. 207 beschriebenen astasirenden Magnete verschieben. — Die Höhe der Füße macht den Apparat etwas labil; ausserdem ist das gesammte Trägheitsmoment des am Coconfaden hängenden Spiegels mit Bügel und Magnetring viel bedeutender als das Trägheitsmoment des von mir verwendeten Magnets, die Dämpfung aber kleiner, so dass der Magnetring erst nach längerer Zeit zur Ruhe kommt. Die Beobachtungen werden hierdurch weniger bequem. Auch kann man nicht so leicht die vom Strom durchflossenen Spiralen vertauschen, wie dies für viele Zwecke wünschenswerth ist.

Die Anwendung dieser Spiegelbussolen ist bei weitem der der übrigen Tangentenbussolen, selbst bei Benutzung der von Gaugain eingeführten Verbesserungen, vorzuziehen. Selbst in einem kleinen Raume lassen sich diese Apparate (namentlich der zuerst beschriebene) aufstellen, und man braucht sich ihnen bei der Ablesung der Ablenkung nicht so nähern, wodurch Erschütterungen und Ablenkungen des Magnetes durch Eisenmassen u. s. f. vermieden werden. Die starke Dämpfung ge-

¹⁾ E. du Bois-Reymond, Monatsber. der Berl. Akad. 1870. S. 529*.

Spiegelgalvanometer

Fig. 140.

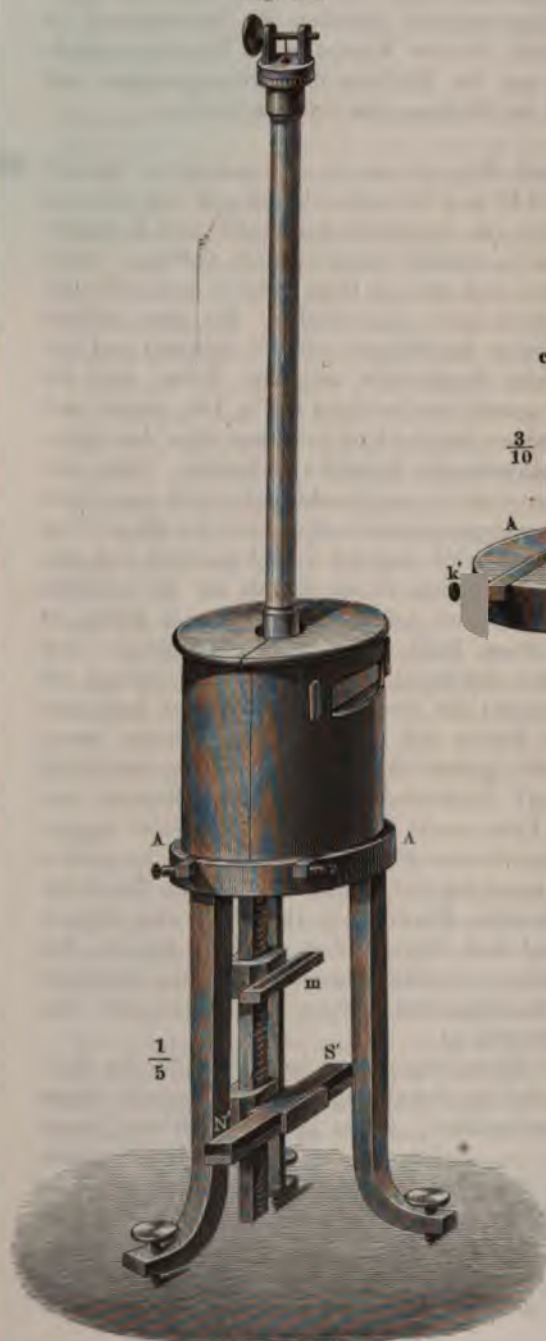


Fig. 141.



Fig. 142.



sserdem eine sehr schnelle Bestimmung der jedesmaligen Strom-
was besonders dann werthvoll ist, wenn die letztere sich schnell
ie z. B. bei Eintreten von Polarisation in den Ketten u. s. f.

dem Gebrauch der §§. 205 bis 208 beschriebenen Apparate muss 209
n, ob die Axen der Drathwindungen der Spiralen zu der magne-
xe des schwingenden Magnetes normal sind. Man leitet hierzu
Strom abwechselnd in entgegengesetzter Richtung durch die
lungen und dreht den Apparat auf seiner Unterlage so lange,
usschläge nach beiden Seiten gleich gross werden. Auch dreht
dem Gebrauch die Röhre, welche den mit dem Magnet belaste-
faden trägt, in ihrer Fassung um $\pm 90^\circ$ herum, um so das
Torsion ausgeübte Drehungsmoment zu bestimmen. Bei con-
blenkungen addirt man zu jeder Elongation die Anzahl Scalen-
welche der Magnet in Folge der bei jeder Ablenkung erzeug-
on zurückgehalten wird. Ist z. B. die Drehung des Magnets
rehung des den Coconfaden tragenden Kopfes um 90° gleich
bei einer Ablenkung β zu derselben der Werth $\frac{\beta}{90} \alpha$ zu addi-
se Correction ist indess bei der Kleinheit von α und β meist
hlässigen. Nur muss man möglichst dünne Aufhängefäden (am
nzelne Fäden, die von einmal gekochter, roher Seide abgelöst
wenden. Bei dickeren Fäden ändert sich ausserdem in Folge
änderlichen Torsion mit der Zeit die Lage des Magnets im

zu einer Ablenkung des Magnets der Spiegelbussole von etwa
($tg 2 \varphi = 70$ Millimeter-Theilstriche bei einem Abstand der
Spiegel gleich 1 Meter) wird man die Intensität der Ströme
kung direct, bis zu etwa 4° ($tg 2 \varphi = 140,5$ Theilstriche) nahezu
ente des Ablenkungswinkels φ proportional setzen können. Bei
Ablenkungen ist es für sehr genaue Beobachtungen nöthig, die
ssolen zu graduiren. Dies geschieht am besten, indem man
e vor der Bussole in dem Schliessungskreis angebrachte Brücke
n zwischen letzterer und dem Multiplicator der Bussole theilt.
t man bei verschiedenen Stromstärken die Ablenkungen vor
) und nach Anbringung der Brücke ($a_1 a_2 a_3$), so müssen sich die
kungen entsprechenden Intensitäten (A_1), (A_2)... (a_1), (a_2)...

$$\frac{(A_1)}{(a_1)} = \frac{(A_2)}{(a_2)} = \frac{(A_3)}{(a_3)} \text{ u. s. f.}$$

woraus man den relativen Werth der einzelnen Ablenkungen
kann (vergl. das Capitel Galvanometer) ¹⁾.

r die Abweichungen der Spiegelbussole von dem Tangentengesetz vergl. auch
Correnti d'Induzione. Giornale di Scienze Naturali. Vol. VI, p. 27. Pa-
Selbstverständlich sind diese Abweichungen bei jeder Bussole anders,

210 Will man vergleichbare Messungen bei Anwendung verschiedener Drathspiralen mittelst der §§. 205 bis 208 beschriebenen Apparate halten, so muss man das relative Drehungsmoment kennen, welches beim Hindurchleiten eines Stromes von der Intensität i auf den Magnet im Apparat ausüben¹⁾. Wir wollen uns dabei der §. 160 definirten Einheit der Intensität und des Magnetismus bedienen, so dass wir die den Formeln vorkommende Constante gleich Eins setzen.

Es seien zuerst die Drathwindungen kreisförmig. Sie mögen einen Ring von rechteckigem Querschnitt bilden, dessen äusserer und innerer Radius b_0 und b_1 ist; die Mitte der der Nadel zunächst befindlichen u von ihrer entferntesten Windung liege in den Abständen e_1 und e_0 von l entfernt.

Nach §. 164 ist das Drehungsmoment, welches eine lineare kreisförmige, vom Strom i durchflossene Windung des Multiplicators, des Radius b ist, auf die Nadel desselben ausübt, deren Mittelpunkt von der Ebene der Windung um die Länge e absteht, deren Länge $2l$ ist, bei der Ablenkung α der Nadel aus ihrer der Ebene der Windung parallelen Ruhelage klein ist, also $5 \sin^2 \alpha$ gegen 1 zu vernachlässigen und $\cos \alpha = 1$ zu setzen ist:

$$D = \frac{4 \pi i \mu b^2 l}{(e^2 + b^2)^{3/2}} \left(1 + l^2 \frac{3(b^2 - 4e^2)}{4(e^2 + b^2)^2} \right).$$

Wird dieser Werth zwischen den Grenzen e_0 und e_1 für e und zwischen b_0 und b_1 für b integrirt, so erhält man das Drehungsmoment, welches sämtliche Windungen auf die Nadel ausüben.

Wird der Werth \mathcal{A} durch den Querschnitt $(b_1 - b_0)$ ($e_1 - e_0$) dividirt, so erhält man das mittlere Drehungsmoment, welches eine Windung ausübt, und wird dieses mit der Zahl n der Windungen multiplicirt, erhält man wiederum das Drehungsmoment \mathcal{A} . Setzt man noch das magnetische Moment des Magnetes gleich $2 \mu l = M$, so ist

$$\mathcal{A} = n \pi i M \frac{1}{b_1 - b_0} \left\{ \log \left(\frac{b_1 + \sqrt{b_1^2 + e_0^2}}{b_0 + \sqrt{b_0^2 + e_1^2}} \cdot \frac{b_1 + \sqrt{b_1^2 + e_1^2}}{b_0 + \sqrt{b_0^2 + e_0^2}} \right) + \frac{1}{4} \left(\frac{b_1^3}{(b_1^2 + e_0^2)^{3/2}} - \frac{b_0^3}{(b_0^2 + e_0^2)^{3/2}} \right) \frac{l^2}{e_0^2} + \frac{1}{4} \left(\frac{b_1^3}{(b_1^2 + e_1^2)^{3/2}} - \frac{b_0^3}{(b_0^2 + e_1^2)^{3/2}} \right) \frac{l^2}{e_1^2} \right\}$$

Liegt die Nadel gerade in der Mitte der Windungen, welche ganz bedecken und sich auf beiden Seiten derselben bis $\pm e_0$ erstrecken, so geht dieser Ausdruck über in

da die Windungen gegen den Magnet verschieden angeordnet sind. Meist findet sich gewisser Abstand der Spiralen der Bussole vom Magnet, bei der das Tangentengesetz weiterem Grenzen gilt; wenn nämlich dabei die mittlere Lage der Windungen die von Helmholtz aufgestellten Bedingungen (§. 164) entspricht.

¹⁾ Vergl. W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen. Thl. II, und Abhandlungen der Göttinger Gesellschaft. Bd. X, S. 26. 1862*; auch Buff, Ann. d. Chem. Pharm. Bd. XC, S. 1. 1854*; Winter, Phil. Mag. [4] Vol. XXXIX, p. 109. 1870

$$= 2 n \pi i M \left\{ \frac{1}{b_1 - b_0} \left[\log \frac{b_1 + \sqrt{b_1^2 + e_0^2}}{b_0 + \sqrt{b_0^2 + e_0^2}} + \frac{1}{4} \left(\frac{b_1^3}{(b_1^2 + e_0^2)^{3/2}} - \frac{b_0^3}{(b_0^2 + e_0^2)^{3/2}} \right) \frac{l^2}{e_0^2} \right] \right\} \cdot 2)$$

Bezeichnet man den in den Klammern stehenden Ausdruck in Gl. mit $\frac{1}{r}$, so ist

$$\mathcal{A} = \frac{2 n \pi}{r} i M.$$

Der Strom im ganzen Multiplicatorrahmen wirkt also, wie wenn er nur eine einzige Windung desselben vom Radius r durchflösse, in deren Mitte der Mittelpunkt der Nadel läge, deren Länge überdies gegen den Radius der Windungen klein wäre. r ist dann der reducirte Radius des Multiplicators¹⁾.

Wir können diese Formel noch umändern, indem wir n eliminiren. 211
 n ist die Höhe der Windungsschicht $b_1 - b_0 = B$, die Breite derselben $b_1 - e_0 = 2E$. Ist die Länge und der Querschnitt des zu dem Multiplicator verwendeten Drathes L und d , so ist auch das Volumen des Drathes $V = Ld$, wenn wir annehmen, dass seine Windungen dicht an einander liegen; dann ist der ganze von den Windungen eingenommene Raum

$$V = 2 \pi E B (2 b_0 + B) = L d.$$

n ferner der Gesamtwiderstand des Drathes w , sein specifischer Widerstand ϱ , so ist $w = L \frac{\varrho}{d}$. Endlich ist die Zahl der Windungen gleich $= \frac{2 B E}{d}$. Aus diesen Gleichungen ergibt sich

$$n = 2 \frac{\sqrt{w \cdot B \cdot E}}{\sqrt{2 \pi \varrho \cdot (2 b_0 + B)}}$$

$$\text{d} \quad \mathcal{A} = 4 \sqrt{\frac{\pi w \cdot B \cdot E}{2 \varrho (2 b_0 + B)}} \frac{i M}{r},$$

welchen Werth r aus den obigen Gleichungen einzuführen ist.

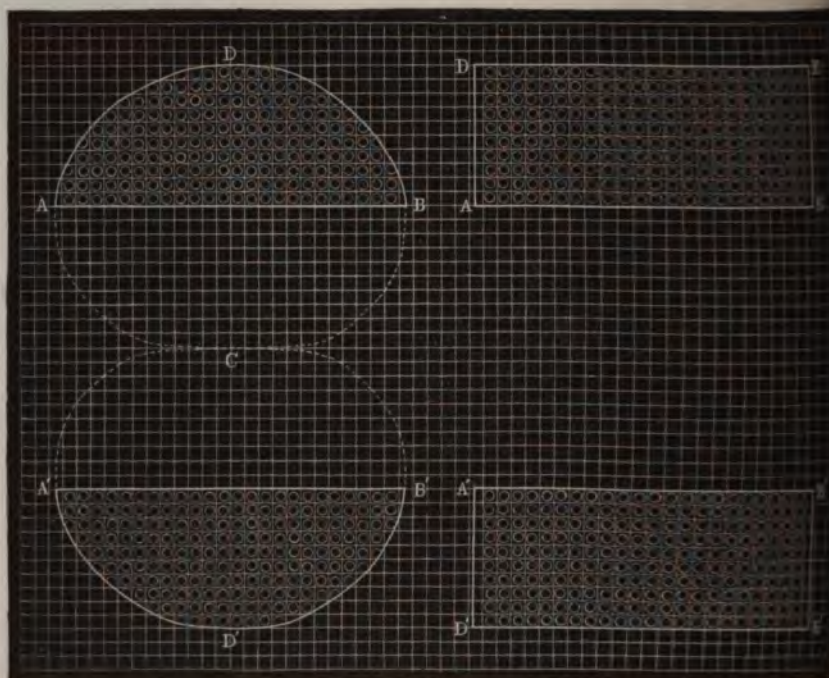
Soll nun der Apparat das Maximum der Wirkung geben, so muss man, wenn der Rauminhalt V gegeben ist, den die Drathwindungen erleiden sollen, und der Radius b_0 bestimmt ist, den die innersten Windungen bilden, die Gestalt des Querschnitts der Drathwindungen so anordnen, dass das auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment ein Maximum wird. Man kann dann in obiger Formel B in V und E ausdrücken und

1) Vergl. W. Weber, l. c.

durch Differentialen den Werth von E bestimmen, dem das Maximum des Drehungsmomentes entspricht. Aus diesem E und V bestimmt man wiederum B .

Für einen rechteckigen Querschnitt der Windungen, in deren Mitte die Nadel schwebt, findet W. Weber die in Fig. 143 (2) gezeichnete

Fig. 143.



Gestalt der Windungen, wo $AB, A'B'$ die Begrenzungen des inneren, von den Windungen eingeschlossenen Raumes, $ADB, A'D'B'$ ihre äussere Begrenzung anzeigen.

Soll der Querschnitt der Windungen nicht rechteckig sein, sondern will man überhaupt bei einem gegebenen Flächeninhalt des Querschnitts das Maximum der Wirkung erzielen, so muss die äussere Gestalt der Windungsschicht die Form Fig. 143 (1) annehmen, wo $AB, A'B'$ die Begrenzung des inneren, von den Windungen eingeschlossenen Raumes, $ADEB, A'D'E'B'$ ihre äussere Begrenzung angeben.

212 Wird der Apparat, wie §. 203 beschrieben, eingerichtet, so besitzen die einzelnen Drathwindungen eine Gestalt, die im Wesentlichen durch zwei parallele, an den Enden durch Halbkreise verbundene gerade Linien dargestellt ist, in deren Mitte die Nadel schwebt, deren Länge etwa

der Länge der geraden Parallellinien gleich ist. Man kann auch hier das Drehungsmoment berechnen, welches ein durch die Windungen geleiteter Strom auf die Nadel ausübt und welchen Querdurchschnitt man den Drathwindungen geben muss, damit dieses Drehungsmoment ein Maximum werde ¹⁾.

Der Längsschnitt der Windungen eines Multiplicators sei aus zwei gleich langen parallelen geraden Linien gebildet, deren Enden durch zwei Halbkreise mit einander verbunden sind.

Es sei

R die Länge der parallelen Linien der innersten Windung, die zugleich dem Abstand der Pole der in dieselbe eingehängten Nadel gleich sei;

L die Länge der Nadel, deren Pole im Abstand α (etwa gleich $\frac{1}{12} L$) von dem Ende der Nadel entfernt sind;

m = das Moment der Nadel;

a der Abstand der ersten horizontalen Windungsschicht von dem Pole, der so gewählt ist, dass die Nadel frei schweben kann, dass also etwa $a = \frac{2}{3}$, $\alpha = \frac{2}{30}$, $R = \frac{1}{8} L$ ist;

h und $2h_1$ die Höhe und Breite der zwei rechteckigen Querschnitte der Windungen, welche durch eine gegen die in der Ebene der Windungen schwebende Nadel senkrechte Ebene gebildet werden;

l die Länge,

q der Querschnitt des von der Umspinnung freien Drathes des Multiplicators;

w und d sein spezifischer Widerstand und sein spezifisches Gewicht;

P das Gewicht desselben;

W der nach den jedesmaligen Verhältnissen der Versuche gegebene Widerstand des Multiplicators;

D das durch einen Strom von der Intensität Eins auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment.

Dann ergeben sich nach Heinrich Weber ¹⁾ folgende Bedingungen x die grösste Empfindlichkeit des Galvanometers, d. h. für das Maximum des Drehungsmomentes D :

$$h = 0,51602 L; \quad h_1 = 0,37770 L$$

$$l = 1,1167 L^{3/2} \sqrt{\frac{W}{w}} \quad q = 1,1167 L^{3/2} \sqrt{\frac{w}{W}}$$

$$P = l q d = 1,2470 d L^3$$

und es ist das Drehungsmoment

$$D = 2,8884 \frac{m}{\sqrt{L}} \sqrt{\frac{W}{w}}$$

¹⁾ Heinrich Weber, Pogg. Ann. Bd. CXXXVII. S. 121. 1869*.

Hiernach sind die Dimensionen des Multiplicators $2a$, h und $2h_1$, so wie das Gewicht P des zu verwendenden Drathes von dem Widerstand W und dem specifischen Widerstand w desselben unabhängig; d. h. die Gestalt des Rahmens des Multiplicators ist bei gegebener Länge der Nadel für alle Fälle völlig bestimmt, und man hat nur die Dicke und Länge des Drathes je nach der Grösse von W und w zu verändern. Ist der Drath mit einer isolirenden Schicht von der Dicke δ umgeben, so muss an Stelle von w ein Werth $w_1 = w(1 + \gamma)$ gesetzt werden, der wiederum von der Dicke q und von δ abhängig ist, da nun der specifische Widerstand auf den Drath mit der Umspinnung zusammen zu beziehen ist. Es ist dann

$$\gamma = 2 \sqrt{\frac{\pi}{q}} \delta + \frac{\pi}{q} \delta^2 - .$$

Entwickelt man q aus den oben gegebenen Formeln, setzt dasselbe in den Werth für γ ein, bildet $w_1 = w(1 + \gamma)$ und führt dies wiederum in die obige Formel für q an Stelle von w ein, so ergeben sich die Werthe für die Länge und den Querschnitt des überspinnenen Drathes.

213 Will man den Apparat stets nur zu ganz gleichen Messungen, z. B. zu Vergleichen von Widerstandsetalons verwenden, wobei die äussere Leitung stets nahezu denselben Widerstand bewahrt, so muss, um das Maximum der Wirkung zu erzielen, die Länge l und Dicke d des zum Multiplicator verwendeten Drathes so gewählt werden, dass bei dem gegebenen Volumen V , sein Widerstand dem Widerstand der ausserhalb des Multiplicators eingeschalteten Widerstände W_1 gleich ist. Ist der Widerstand des Drathringes, wenn er nur eine massive Windung darstellt, gleich W , die elektromotorische Kraft im Schliessungskreise gleich E , so ist das der Stromintensität entsprechende auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment

$$\mathcal{A} = \frac{E}{W + W_1} .$$

Wird der Drath des Multiplicators von n facher Länge, also bei gleichem Volum von n mal so kleinem Querschnitt genommen, so wird die Windungszahl die n fache, und der Widerstand $n^2 W$. Das Drehungsmoment ist mithin

$$\mathcal{A}_n = \frac{nE}{n^2 W + W_1} .$$

Damit dieser Ausdruck ein Maximum werde, muss

$$n^2 W = W_1 \text{ sein.}$$

Ist G das Gewicht des Drathes, so ist, wenn aus ihm nur eine Windung gebildet wird, abgesehen von der bei Vermehrung des Gewichtes erfolgenden Vergrösserung des mittleren Abstandes der Win-

ngen von der Nadel und dadurch erfolgenden Veränderung ihrer Einwirkung bei richtiger Wahl der Widerstandseinheit

$$W = \frac{c}{G}$$

setzen, wo c eine Constante, also bei Erreichung des Maximums

$$n^2 W = \frac{c n^2}{G} = W_1, \text{ d. h. } n = \text{const. } \sqrt{W_1} \sqrt{G}.$$

Das Maximum der Wirkung selbst ist gleich

$$\Delta_m = \frac{n E}{2 W_1} = \text{const. } \sqrt{G} \cdot \frac{E}{2 \sqrt{W_1}}.$$

Bei gleichbleibender elektromotorischer Kraft und gleichem Widerstand der Kette ist also unter Vernachlässigung des Einflusses der Verdrehbarkeit der Weite der Windungen bei der Maximalwirkung die abnehmende Kraft der Quadratwurzel aus dem Gewicht des verwendeten Drahtes proportional.

Wird sodann ein Strom von der Intensität Eins während der Zeit t durch den Multiplicator geleitet, ist Δ_1 das dem Strom Eins entsprechende Drehungsmoment und ist I das Trägheitsmoment der Nadel K , so wird er ihr, vorausgesetzt dass ihre Schwingungsdauer gegen die Zeitdauer des Stromes gross ist, eine Geschwindigkeit v theilen, welche

$$v = \frac{\Delta_1}{K}$$

Diese Geschwindigkeit kann ein Maass für die Empfindlichkeit des Instrumentes abgeben.

Wir können nachweisen, dass, wenn die Nadel nur unter Einfluss eines in sich geschlossenen Multiplicators schwingt, ihr logarithmisches Decrement λ dem Quadrat jener Geschwindigkeit proportional ist¹⁾, so kann also auch dieses Decrement als Maass für die Empfindlichkeit dienen kann. Man muss dann die Nadel einmal bei offenem und sodann ein Mal in sich geschlossenem Multiplicator draht schwingen lassen und jedes Mal die Abnahme der Schwingungsbogen beobachten (vergl. §. 189).

Man kann die Intensität der Ströme mittelst der Tangentenbussole und dem Spiegelgalvanometer in verschiedener Weise bestimmen, sowohl wenn die Ströme constant längere Zeit durch den Draht des Multiplicators geleitet werden, als auch wenn sie nur sehr kurze Zeit denselben durchfliessen.

¹⁾ Vergl. das Cap. Induction in körperlichen Leitern.

a) Messung der Intensität von Strömen von längerer Dauer.

1. Man kann diese Messung einmal vornehmen, indem man die constante Ablenkung bestimmt, welche der Magnetstab unter Einfluss des wirkenden Stromes annimmt. Bei dem in §. 205 beschriebenen Apparat kann man diese Ablenkung unmittelbar ablesen. Man addirt dazu die Ablenkung durch die Torsion des den Magnet tragenden Fadens. Bei dem in §. 202 beschriebenen Apparat ist indess die Dämpfung der Schwingungen des Magnetes nicht so vollkommen, dass er nach Einwirkung der ihn richtenden Kräfte schnell seine jedesmalige Ruhelage annimmt. Man bestimmt deshalb den seine Ruhelage bezeichnenden Theilstrich d der Scala ohne und mit Einfluss des Stromes in jedem Falle aus den Beobachtungen dreier auf einander folgender, an der Scala abgelesener Elongationen a, b, c , zu $d = \frac{a + 2b + c}{4}$ (vergl. §. 194).

Nur wenn die Dämpfung bedeutender ist, wird man die anderen in §. 194 angeführten Formeln verwenden. Nachher öffnet man den Schliessungskreis des ablenkenden Stromes, beobachtet von Neuem die Lage des Magnetes, welche sich durch Veränderung der magnetischen Declination gleichfalls geändert haben kann. Man betrachtet dann das Mittel der ersten und letzten Bestimmung als den Nullpunkt, von dem aus man die Ablenkung des Magnetes rechnet.

Bei den Spiegelgalvanometern entspricht die bei irgend einer Ablenkung des Magnetes beobachtete Zahl n der Theilstriche, um welche das Spiegelbild der Scala sich verschoben hat, der Tangente des doppelten Ablenkungswinkels α des Spiegels. — Ist r der Abstand des Spiegels von der Scala, so ist

$$n = r \operatorname{tg} 2\alpha$$

(vergl. §. 182). Die §. 182 gegebene Tabelle gestattet, mit Leichtigkeit aus den beobachteten Werthen n und r direct den Werth $\operatorname{tg} \alpha$ zu berechnen, welchem die Stromintensität J proportional ist. Bei geeigneter Wahl der Einheiten ist also

$$J = \frac{H}{D} \operatorname{tg} \alpha,$$

wo H die horizontale Componente des Erdmagnetismus, D das Drehungsmoment ist, welches bei der Intensität Eins der durch die Drathwindungen hindurchgeleitete Strom auf die mit der Einheit des Magnetismus beladene Nadel in ihrer Ruhelage (parallel den Drathwindungen) ausübt.

Da in vielen Fällen die Ablenkungen des Magnetes sehr klein sind, so kann man häufig die Tangente des einfachen und doppelten Ablenkungswinkels α dem Winkel α oder 2α gleich setzen und dann ist die Stromintensität J der Zahl n der Theilstriche direct proportional.

durch die constante Ablenkung und den ersten Ausschlag. 243

2. In einer zweiten Art ist die Intensität des constanten Stromes zu messen, indem man nur den ersten Ausschlag der Nadel bestimmt.

Wenn keine Dämpfung der Schwingungen eintritt, ist dieser Ausschlag α doppelt so gross, als die constante Ablenkung der Nadel aus ihrer Gleichgewichtslage, da sie gerade ebenso weit über die neue constante Lage hinausschwingt, die sie unter Einfluss des Stromes annehmen würde, als sie sich von der ersten Ruhelage bis zu jener hin bewegt hatte.

Werden die Schwingungen der Nadel gedämpft, so berechnet sich der erste Ausschlag in folgender Weise. Wir wollen hierbei die Benutzung der Spiegelgalvanometer voraussetzen, bei denen die ablenkende Kraft des Stromes der Ablenkung selbst proportional zu setzen ist ¹⁾.

Es sei die Dämpfung nicht so gross, dass die Nadel aperiodisch schwingt.

Nach der Formel 17 des §. 190 bezeichnet der Werth

$$x = p + \xi e^{-\frac{\lambda}{T_1} t} \sin \frac{\pi}{T_1} (t - \vartheta) \quad \dots \quad 1)$$

die Lage einer Nadel, welche durch eine ihrer Ablenkung $(x - p)$ aus der Ruhelage p proportionale Richtkraft in Schwingungen versetzt wird, zur Zeit t , während die Schwingungsdauer der Nadel gleich T_1 , das logarithmische Decrement ihrer Schwingungen gleich λ ist.

Setzt man die Zeit $t = 0$ für den Moment, wo die Nadel durch die Einwirkung des Stromes aus ihrer ersten Ruhelage abgelenkt wird, so ist zu dieser Zeit ihre Geschwindigkeit $\frac{dx}{dt} = 0$, also nach §. 190 Gl. 20

$$tg \frac{\pi}{T_1} (t - \vartheta) = \frac{\pi}{\lambda} \text{ oder } t - \vartheta = \frac{T_1}{\pi} \text{ arctg } \frac{\pi}{\lambda}.$$

Ist $\text{arctg } \frac{\pi}{\lambda}$ im ersten Quadranten gleich α , so sind seine übrigen Werthe $\alpha \pm n\pi$. Für die erste Gleichgewichtslage ist $t - \vartheta = 0$; wir haben also für den Anfangspunkt der Schwingungen für $\text{arctg } \frac{\pi}{\lambda}$ den Werth $\alpha - \pi$ zu nehmen. Für $t = 0$ ist dann $-\vartheta = \frac{T_1}{\pi} \text{ arctg } \frac{\pi}{\lambda}$, daher

$$x = p + \xi e^{-\frac{\lambda}{T_1} t} \sin \left(\frac{\pi t}{T_1} + \text{arctg } \frac{\pi}{\lambda} \right) \quad \dots \quad 2)$$

Geht man ferner bei der Messung der Ausschläge x von der Ruhelage der Nadel ohne Einfluss des Stromes aus, so ist für $t = 0$ auch $x = 0$, also die Ruhelage unter Einfluss des Stromes

¹⁾ W. Weber, Maassbestimmungen. Thl. II, S. 342 u. figd. Math.-phys. Abhandlungen der K. Sächs. Gesellschaft. 1852*.

$$p = \xi \sin \left(\arctg \frac{\pi}{\lambda} \right) = \frac{\pi \xi}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} \dots \dots \dots 3)$$

$$x = \frac{\pi \xi}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} + \xi e^{-\lambda \frac{t}{T_1}} \sin \left(\frac{\pi t}{T_1} + \arctg \frac{\pi}{\lambda} \right) \dots \dots 4)$$

Hat die Nadel das Maximum des Ausschlages x_m erreicht, so ist $= T_1$, also der Ausschlag

$$x_m = \frac{\pi \xi}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} (1 + e^{-\lambda}) = p (1 + e^{-\lambda}) \dots \dots 5)$$

Aus dem ersten Ausschlage x_m berechnet sich also die constante Ruhelage p der Nadel unter Einfluss des Stromes

$$p = \frac{x_m}{1 + e^{-\lambda}} \dots \dots \dots 6)$$

Ist das logarithmische Decrement λ klein, so kann man hierfür nach der Entwicklung von $e^{-\lambda}$ nach Potenzen von λ setzen

$$p = \frac{1}{2} x_m + \frac{1}{4} \lambda x_m \dots \dots \dots 7)$$

Ist $\lambda = 0$, also keine Dämpfung vorhanden, so wird $p = \frac{1}{2} x_m$, wie oben angegeben ist.

216 Besitzt der constante Strom eine sehr geringe Intensität, so ist die durch ihn hervorgebrachte constante Ablenkung und erste Elongation der Nadel zu klein, um gemessen zu werden. Man kann sich dann der sogenannten Multiplicationsmethode bedienen. Man kehrt nämlich durch einen Gyrotrop jedesmal die Richtung des die Nadel ablenkenden Stromes am Ende jeder Elongation so um, dass der Strom die Nadel in derselben Richtung antreibt, in der sie ihre Schwingungen zu machen beginnt. Hierdurch wächst die Schwingungsweite. Behalten wir die §. 215 benutzten Bezeichnungen bei, so ist die erste Elongation

$$x_m = p (1 + e^{-\lambda}) \dots \dots \dots 1)$$

und die constante Ruhelage der Nadel während der Einwirkung des Stromes $p = \frac{\pi \xi}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}$.

Wird die Stromesrichtung umgekehrt, wenn die Nadel den Stand x_m einnimmt, so wird die Ruhelage in der Richtung der Schwingung um

$p_1 = \frac{\pi \xi}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}$ verschoben, die Ablenkung der Nadel von dieser zweiten Ruhelage ist demnach

$$x_m + p_1 = \frac{\pi \xi}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} (2 + e^{-\lambda}).$$

Führt man diesen Ausdruck statt des Werthes p in die Gleichung 5) des vorigen Paragraphen ein, so ergibt sich die Grösse der zweiten Elongation von dem Endpunkte der ersten Elongation an gerechnet

$$x_{2m} = p(2 + 3e^{-\lambda} + e^{-2\lambda}).$$

Ebenso erhielt man die dritte Elongation nach einer neuen Umkehrung der Stromesrichtung

$$x_{3m} = p(2 + 4e^{-\lambda} + 3e^{-2\lambda} + e^{-3\lambda})$$

u. s. f.

Wiederholt man das Verfahren, so werden zuletzt die Schwingungsbogen constant. Dann wird der Grenzwert, dem sich die Schwingungsbogen nähern,

$$x_{nm} = p \left(2 - 4 \frac{1}{1 - e^{-\lambda}} \right),$$

woraus sich der Ruhestand ergibt, welchen die Nadel bei gleichmässiger Einwirkung des constanten Stromes annimmt:

$$p = \frac{x_{nm}}{2} \left(\frac{1 - e^{-\lambda}}{1 + e^{-\lambda}} \right).$$

b) Messung der Intensität der Ströme von sehr kurzer 21 Dauer.

Ist die Zeitdauer der Ströme so gering, dass man sie gegen die Schwingungsdauer der Nadel vernachlässigen kann, so weicht die Nadel während ihres Verlaufes so wenig aus der Gleichgewichtslage, dass man die Wirkung der Ströme als einen momentanen Stoss auf die Nadel in tangentialer Richtung betrachten kann.

Wirkt ein solcher Strom auf eine Nadel, welche ohne Einfluss der Dämpfung schwingt, so schlägt sie so weit aus, dass sie nach der Rückkehr in ihre Ruhelage durch letztere mit der gleichen Geschwindigkeit C hindurchgeht, mit der sie aus derselben getrieben wurde. Bezeichnet man daher die mittlere Stromintensität mit i , die sehr kleine Zeitdauer des Stromes mit τ , so ist C dem Werthe τi proportional. Ist α der Ablenkungswinkel der Nadel, D das Drehungsmoment, welches der Nadel durch einen Strom von der Einheit der Intensität ertheilt wird, k ihr Trägheitsmoment, so ist

$$C = \tau i \cdot const = \frac{\tau i D}{k} = \sqrt{1 - \cos \alpha} = 2 \sin \frac{1}{2} \alpha.$$

Die Gesamtintensität $I = \tau i$ des momentanen Stromes ist mithin den Sinus des halben Ablenkungswinkels der Nadel proportional.

Ist r der reducirte Radius des Multiplicators, den wir uns kreisförmig denken wollen (vergl. §. 210), n die Zahl seiner Windungen, M das Moment der Nadel, k ihr Trägheitsmoment, so ist das Drehungsmoment, welches der Strom τi auf die Nadel ausübt

$$\tau i D = \mathcal{A} = \frac{2 n \pi}{r} \tau i M \text{ und } C = \frac{\mathcal{A}}{k},$$

also

$$I = \tau i = \frac{k r}{2 n \pi M} \cdot C.$$

In dieser Formel kann noch k eliminirt werden. Ist die horizontale Componente des Erdmagnetismus H , also die durch dieselbe auf die Nadel ausgeübte Directionskraft gleich MH , ist ferner die durch die Torsion des sie tragenden Fadens auf sie wirkende Directionskraft \mathcal{D} , welche wir gleich ξMH setzen wollen, die Schwingungsdauer der Nadel T , so ist nach §. 197 und 198

$$(1 + \xi) MH \cdot T^2 = \pi^2 k,$$

also

$$\tau i = \frac{(1 + \xi) H \cdot r T^2}{2 n \pi^3} C. \dots \dots \dots 1)$$

Nach dieser Formel lässt sich die Intensität von momentanen Strömen, z. B. von Inductionsströmen aus der Ablenkung der Nadel in den meisten Fällen bestimmen, wo die Dämpfung der Schwingungen nur unbedeutend ist.

Für die mit Spiegelablesung versehenen Apparate, bei denen die Ausschläge sehr klein sind, ist unmittelbar die Intensität der momentanen Ströme der Ablenkung des Magnetes proportional zu setzen.

Schwingt der Magnet hierbei unter Einfluss der Dämpfung, und ist letztere mindestens so gross, dass die Bewegung aperiodisch wird, so lässt sich die Geschwindigkeit C der Nadel bei Beginn des Ausschlages nach folgender Ableitung finden:

Die Gleichung der Schwingungen einer unter Einfluss der Dämpfung schwingenden Nadel ist nach §. 190 Nr. 17:

$$x = p + \xi e^{-\lambda \frac{t}{T_1}} \sin \frac{\pi}{T_1} (t - \mathcal{D}) \dots \dots \dots 2)$$

Zählt man die Zeit von dem Beginn des Ausschlages der Nadel und die Ausschläge x von ihrer Ruhelage vor Einfluss des Stromes an, so ist:

$$p = 0 \text{ und } \mathcal{D} = 0, \text{ also}$$

$$x = \xi e^{-\lambda \frac{t}{T_1}} \sin \pi \frac{t}{T_1} \dots \dots \dots 3)$$

Die Geschwindigkeit der Nadel für $t = 0$ ist:

$$C = \frac{dx}{dt} = \frac{\pi}{T_1} \xi, \text{ also}$$

$$x = C \frac{T_1}{\pi} e^{-\lambda \frac{t}{T_1}} \sin \pi \frac{t}{T_1} \dots \dots \dots 4)$$

das Ende der ersten Elongation ist $\frac{dx}{dt} = 0$, also wie in §. 190

$$\operatorname{tg} \pi \frac{t}{T_1} = \frac{\pi}{\lambda} \text{ und } t = \frac{T_1}{\pi} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\pi}{\lambda} \quad \dots \quad 4 \text{ a)}$$

setzt man diesen Werth für t in Gleichung 4) ein und berücksichtigt nach §. 189 Nr. 12, wenn T die Schwingungsdauer der Nadelmpfung anzeigt,

$$\sin \pi \frac{t}{T_1} = \sin \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\pi}{\lambda} = \frac{\pi}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} = \frac{T}{T_1},$$

man aus Gleichung 4) die Weite der Elongation x_1 :

$$x_1 = C \frac{T}{\pi} e^{-\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\pi}{\lambda}},$$

$$C = x_1 \frac{\pi}{T} e^{\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\pi}{\lambda}} \quad \dots \quad 5)$$

entwickelt man die Potenz in einer Reihe, so kann man, wenn das λ klein ist:

$$C = \frac{\pi}{T} x_1 + \frac{1}{2} \frac{\pi}{T} \lambda x_1 \quad \dots \quad 6)$$

man also die Nadel ohne Einfluss der Dämpfung schwingen lassen ihre Schwingungsdauer T direct bestimmt, oder dieselbe aus der Schwingungsdauer unter Einfluss der Dämpfung nach Anleitung des mittelst Beobachtung des logarithmischen Decrementes λ abgeleitet ergibt sich ihre, der Intensität des sie ablenkenden momentanen proportionale Geschwindigkeit C im Moment der Ablenkung aus den Elongation nach Formel 5) oder 6).

wirkt hierbei die Nadel aperiodisch, indem die Dämpfung sehr groß ist, so folgt aus der §. 187 entwickelten Gleichung 2) der

$$x = e^{-\varepsilon t} (A e^{-r t} + B e^{r t}),$$

wo $r = \sqrt{\varepsilon^2 - n^2}$ und $\varepsilon > n$ ist, wenn die Dauer τ des Stromes ε ist

$$A = -\frac{C}{2r}, \quad B = +\frac{C}{2r}$$

$$x = \frac{C}{2r} (e^{-(\varepsilon-r)t} - e^{-(\varepsilon+r)t}).$$

Der Magnet erreicht das Maximum des Ausschlages zur Zeit

$$t_{max} = \frac{1}{2r} \log \frac{\varepsilon + r}{\varepsilon - r},$$

wobei

$$x_{max} = \frac{C}{2r} \left(\frac{\varepsilon + r}{\varepsilon - r} \right)^{-\frac{(\varepsilon-r)}{2r}} - \left(\frac{\varepsilon + r}{\varepsilon - r} \right)^{-\frac{(\varepsilon+r)}{2r}}$$

wird. Das Resultat ist also praktisch nicht bequem zu verwerthen. Ist $\varepsilon = n$, $r = 0$, so wird $A = 0$, $B = C$, also

$$x = C t e^{-\varepsilon t};$$

$$t_{max} = \frac{1}{\varepsilon}, \quad x_{max} = \frac{C}{\varepsilon e}.$$

219 Ist die Intensität der momentanen Ströme gering, so kann man auch zu ihrer Messung die Multiplicationsmethode verwenden, indem man jedesmal, wenn die Nadel des Multiplicators durch die ursprüngliche Ruhelage hindurchgeht, den momentanen Strom in der Richtung um sie herum leitet, dass der durch denselben auf die Nadel ausgeübte Stoss ihr eine Geschwindigkeit in gleicher Richtung mit ihrer jeweiligen Bewegung ertheilt. Bei dem Hin- und Hergang der Nadel muss also stets die Richtung des momentanen Stromes gewechselt werden.

Die Intensität des momentanen Stromes ergibt sich aus dem jedesmaligen Schwingungsbogen wie folgt:

Ist die Nadel durch den ersten momentanen Strom mit der Geschwindigkeit C abgelenkt, so ergibt sich aus Gleichung 4) des §. 217 ihre Geschwindigkeit $C_1 = \frac{dx}{dt}$ zur Zeit $t = T_1$, d. i. am Ende der Schwingung, wenn die Nadel zum ersten Male in ihre Ruhelage zurückgekehrt ist:

$$C_1 = - C e^{-\lambda}.$$

Erhält die Nadel in diesem Moment die Geschwindigkeit $- C$, so besitzt sie jetzt die Geschwindigkeit $- C (1 + e^{-\lambda})$. Setzt man diesen Werth statt C in die die Grösse x_1 der ersten Elongation der Nadel bestimmende Gleichung des §. 217:

$$x_1 = C \frac{T}{\pi} e^{-\frac{\lambda}{\pi} \arctg \frac{\pi}{\lambda}}$$

ein, so erhält man die zweite Elongation von der Ruhelage:

$$x_2 = - (1 + e^{-\lambda}) x_1.$$

Der ganze erste Schwingungsbogen s_1 der Nadel zwischen ihren extremen Stellungen x_1 und x_2 ist demnach:

$$s_1 = x_1 - x_2 = (2 + e^{-\lambda}) x_1.$$

Ebenso ergibt sich der folgende Schwingungsbogen:

$$s_2 = (2 + 2e^{-\lambda} + e^{-2\lambda}) x_1$$

u. s. f. Allmählich nähert sich hierbei die Grösse der Schwingungsbogen einem Maximum, welches ist:

$$s_m = \left(\frac{2}{1 - e^{-\lambda}} \right) x_1,$$

woraus sich die Geschwindigkeit C der Nadel bei ihrem ersten Ausschlag berechnet:

$$C = \frac{s_m}{2} \frac{\pi}{T} (1 - e^{-\lambda}) e^{\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\pi}{\lambda}}.$$

Für aperiodisch schwingende Magnete ergeben sich auch hier complicirtere Formeln (s. E. du Bois-Reymond l. c.).

Eine andere Methode, die Intensität gleich starker, in abwechselnder Richtung auf einander folgender momentaner Ströme, z. B. Inductionsströme zu bestimmen, ist die von Weber¹⁾ angewendete sogenannte Zurückwerfungsmethode. Man leitet den ersten dieser Ströme um die gedämpfte Magnetnadel und misst die erste nach einer halben Schwingung erfolgende positive Elongation (I) derselben, so wie die nach $1\frac{1}{2}$ Schwingungen erfolgende negative Elongation (II). Wenn nun die Nadel beim Rückgang (nach zwei Schwingungen) durch die Nulllage hindurchgeht, lässt man den zweiten, entgegengerichteten Strom auf sie wirken. Dadurch erhält die Nadel einen ihrer Bewegung entgegengesetzt gerichteten Stoss und geht auf die negative Seite. Wiederum wird die darauf folgende erste negative (III) und positive (IV) Elongation beobachtet und beim Rückgang der Nadel auf Null der dritte, wiederum in der ursprünglichen Richtung wirkende Strom um die Nadel herumgeleitet und so die Nadel wieder auf die positive Seite geworfen u. s. f. Es wird die Grösse der jedesmaligen Schwingungsbogen zwischen den positiven und negativen Elongationen nach der Einwirkung jedes Stromes beobachtet.

Es correspondiren hier unter einander die Beobachtungen I, V, IX, sowie II, VI, X, oder III, VII, XI, und IV, VIII, XII vollständig. Die Mittelwerthe jeder dieser Reihen werden bald constant.

Sind die Differenzen der Beobachtungswerthe der ersten und dritten Reihe gleich β , die der zweiten und vierten α , so ist das logarithmische Decrement

$$\lambda = \log \operatorname{nat} \frac{\alpha}{\beta},$$

und die Geschwindigkeit, welche die Nadel durch jeden momentanen Stoss (ausser dem ersten) erhält, welche also der Intensität desselben entspricht:

¹⁾ Vergl. Resultate des magnet. Vereins 1838, S. 98*.

$$C = \frac{\pi}{2T} \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\sqrt{\alpha\beta}} e^{-\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\lambda}{\pi}},$$

wo T die Schwingungsdauer der Nadel ist.

Ist die Dämpfung klein, so sind α und β wenig von einander verschieden, und es ist mit immer geringerer Genauigkeit¹⁾

$$C = \frac{\pi}{2T} \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\sqrt{\alpha\beta}} \text{ oder } C = \frac{\pi}{2T} (\alpha + \beta) \dots 1)$$

Unter Anwendung der §. 217 angeführten Formeln wird dann auch die Gesamtintensität jedes Stromes

$$\tau i = \frac{(1 + \xi) H r T}{4 n \pi^2} (\alpha + \beta),$$

¹⁾ Rechnet man die Zeit der Schwingungen der Nadel von ihrer Ruhelage ($x = 0$) an, so ist der Stand der Nadel zur Zeit t gegeben durch die Formel (§. 190, 17):

$$x = \xi e^{-\frac{\lambda}{T_1} t} \sin \frac{\pi}{T_1} t \dots 1)$$

Da für die erste positive und negative Elongation $\frac{dx}{dt} = 0$ ist, so treffen diese Elongationen ein in den Zeiten

$$t_1 = \frac{T_1}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\pi}{\lambda} \text{ und } t_2 = T_1 + \frac{T_1}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\pi}{\lambda} \text{ (vergl. §. 217, 4a).}$$

Setzt man diese Werthe für t in Gleichung (1) ein, so sind die ersten beiden Elongationen (vergl. §. 217, 5):

$$x_1 = + \frac{\xi \pi e^{-\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\pi}{\lambda}}}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}; \quad x_2 = - \frac{\xi \pi e^{-\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arctg} (\frac{\pi}{\lambda})} - \lambda}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} \dots 2)$$

Nach der Zeit $2 T_1$, wenn die Nadel in der Ruhelage angekommen ist, hat sie die Geschwindigkeit $\frac{dx}{dt} = \frac{\pi}{T_1} \xi e^{-2\frac{\lambda}{T_1}}$. Hierzu erhält sie durch den Inductionstoss die Geschwindigkeit $- C$. Während der folgenden zwei Schwingungen ist daher

$$x = \left(\xi e^{-2\frac{\lambda}{T_1}} - \frac{T_1}{\pi} C \right) e^{-\frac{\lambda}{T_1} (t - 2T_1)} \sin \frac{\pi}{T_1} t \dots 3)$$

Berechnet man wieder die beiden folgenden Elongationen wie oben, so werden diese

$$x_3 = \frac{\xi e^{-2\frac{\lambda}{T_1}} - \frac{T_1}{\pi} C}{\xi} x_1; \quad x_4 = \frac{\xi e^{-2\frac{\lambda}{T_1}} - \frac{T_1}{\pi} C}{\xi} x_2 \dots 4)$$

Zur Zeit $t = 4 T_1$ erhält die Nadel wieder einen Stoss $+ C$, so dass sie daher die frühere Geschwindigkeit annimmt, welche für $t = 0$ gleich $\frac{\pi}{T_1} \xi$ war. Bestimmt man die Geschwindigkeit für $t = 4 T_1$ aus der Gleichung 3) und addirt C , so findet man wenn man das Resultat jenem Werth gleich setzt, $C = \frac{\pi}{T_1} \xi (1 + e^{-2\frac{\lambda}{T_1}})$, das beim Einsetzen in 4) $x_3 = -x_1$ und $x_4 = -x_2$. Bildet man nun die Ausdrücke $\alpha = x_1 - x_3 = 2 x_1$ und $\beta = x_2 - x_4 = -2 x_2$ nach den Gleichungen 2), so erhält man unter Berücksichtigung der Gleichung $\frac{\pi^2}{T_1^2} = \frac{\pi^2}{T^2} - \frac{\lambda^2}{T_1^2}$ (§. 189, 12), wo T die Schwingungsdauer der Nadel ohne Dämpfung ist, die Werthe im Text.

MH die Torsionsconstante des Fadens, H die horizontale des Erdmagnetismus, r der reducirte Radius des Multiplie Schwingungsdauer der Nadel ist.

eine grosse Anzahl momentaner Ströme in so kurzen Ab- 221
einander, dass die Zeit zwischen je zwei Strömen gegen die
sdauer der Nadel der Tangentenbussole sehr klein ist, und ist
er Ströme τ , die Zahl derselben in der Zeiteinheit n und ihre
so ist die durch dieselben in der Zeiteinheit bei der Nadel
rte Elektrizitätsmenge $n\tau$; die Nadel der Bussole nimmt dann
ite Ablenkung an, aus der sich die Intensität I des constan-
berechnen lässt, der dieselbe hervorbringen würde. Dann ist

$$I = n\tau$$

$$i = \frac{I}{n\tau}$$

lenkung der Nadel hängt also in diesem Fall nur von der
nge der in der Zeiteinheit bei der Nadel vorbeifiessenden
ab.

hlerquellen, welche bei der Tangentenbussole aus der Ver- 222
er Lage der Magnetnadel gegen die Windungen des sie um-
rathes entspringen, hat man noch auf eine andere Weise zu

Fig. 144.



vermeiden gesucht, indem man
die Windungen auch nach dem
Hindurchleiten des Stromes
durch dieselben stets so stellte,
dass die Nadel eine gleiche Lage
dagegen bewahrte. Dies ges-
chieht in der Sinusbussole¹⁾,
welche mit den wesentlichen Ver-
besserungen von Poggen-
dorff²⁾ in Fig. 144 dargestellt
ist. Die Construction dieser Bus-
sole, die Aufhängung der Mag-
netnadel in derselben u. s. f. ent-
spricht völlig der im §. 200 ge-
gebenen Beschreibung der Tan-
gentenbussole. Nur ist das Stativ,
welches die Bussole und die
Drathwindungen trägt, um seine
Axe drehbar, und der Drehungs-
winkel desselben kann vermit-
telst eines mit Nonius versehe-
nen, am Stativ befestigten Zei-

et, Compt. rend. T. IV, p. 267. 1837*; Pogg. Ann. Bd. XLII, S. 284*.
dorff, Pogg. Ann. Bd. L, S. 504. 1840*; Bd. LVII, S. 86. 1842*.

gers an einem getheilten Kreise abgelesen werden, der auf dem unteren das Stativ tragenden Brette befestigt ist.

223 Eine andere Art der Construction der Sinusbussole, welche hierbei zugleich auch als Tangentenbussole benutzt werden kann, und die sich ihrer Solidität wegen namentlich für den Transport (für telegraphische Zwecke) eignet, ist die der folgenden, von Siemens und Halske angegebene Sinustangentenbussole (Fig. 145). Der Drathring *R* ist in einer kreisrunden Messingplatte *P* eingesetzt, welche in die, den Theilkreis *T* tragende Platte *Q* conisch eingedreht ist und in derselben durch die Elfen-

Fig. 145.



beinknöpfe *h* gedreht werden kann. Auf derselben Platte steht die Bussole *M* mit dem besonderen Theilkreis *T*¹ und mit ihrer Magnethöhle *NS*, welche je nach der Anwendung des Apparates als Sinus- oder Tangentenbussole die Gestalt *NS* (Fig. 146 und 147) hat. Auf der Nadel sind die Indizes *i i* von Aluminium befestigt, welche mit derselben einen Winkel von 90° bilden. Durch Heben und Senken eines Knopfes *u* können die Stifte der Bussole zu beiden Seiten der Nadel zwei Stifte in die Höhe gehoben werden, die sie hindern, weitere Schwingungen zu machen.

Der Drathring R ist mit zwei Dräthen von $1,339\text{mm}$ und $0,25\text{mm}$ umwunden, von denen der erstere 16 Windungen, der letztere 150 Windungen bildet. Die Enden des dickeren Drahtes sind mit den Klemmen K^1 und K^4 , die des dünneren mit den Klemmen K^2 und K^3

Fig. 146.

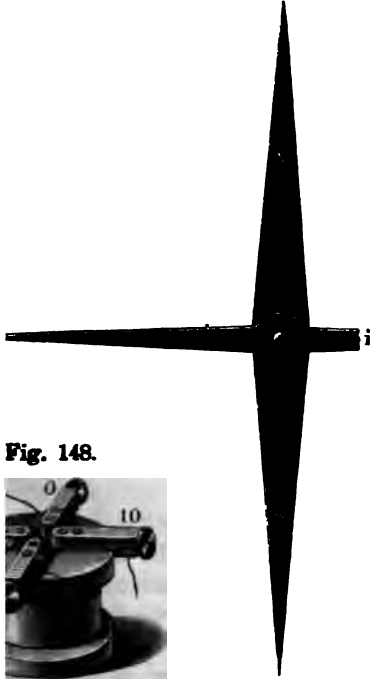


Fig. 148.

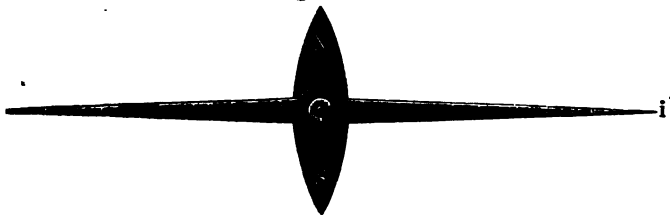


verbunden. — Eine kleine Widerstandsrolle (Fig. 148) kann zwischen den Klemmen K^4 und K^1 in der Weise eingeschaltet werden, dass die Klemme 0 der Widerstandsrolle mit der einen jener Klemmen, z. B. K^4 , die Klemme 2, 5 oder 10 der Rolle mit der anderen Klemme K^1 verbunden wird. Zwischen den Klemmen 0 und 10, 5, 2 befinden sich Drahtlängen, deren Widerstände sich zu denen des betreffenden Drahtes der Bussole wie $1 : 9$, $1 : 4$ und $1 : 1$ verhalten. Es wird dann durch die Einschaltung der Widerstandsrolle die Intensität des Stromes in der Bussole resp. auf $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{5}$, $\frac{1}{2}$ ihres Werthes im unverzweigten Theile des Schliessungskreises reducirt.

Bei der Messung der Strom- 224
intensität durch die Sinusbusssole stellt man die Drahtwin-

dungen derselben erst so, dass sie in die Ebene des magnetischen Meridians fallen. Der Theilstrich des unteren Kreises, auf den der am Sta-

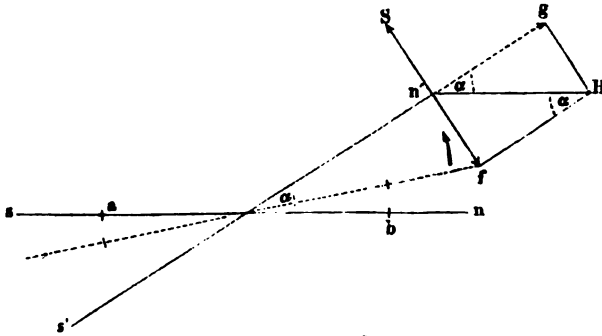
Fig. 147.



ndige Zeiger weist, ist als der Nullpunkt der Theilung desselben zu achten. Man leitet nun den zu messenden Strom durch die Drahtwindungen und dreht dieselben der abgelenkten Nadel nach, bis dieselbe wie früher, in der Ebene der Windungen schwebt und auf den Theilstrich der Theilung der Bussole weist.

Bezeichnet ns (Fig. 149) die Lage der Nadel im magnetischen Meridian ohne Einwirkung des Stromes; $n's'$ die Lage derselben, indem sie durch den Strom abgelenkt ist und die Windungen ihr nachdreht sind, also mit ihrer Ebene zusammenfallen, so wirkt die ablenkende Kraft des die Windungen durchfliessenden Stroms stets in derselben Richtung gegen die Nadel, welches ihre Ablenkung α auch sein mag. auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment, welches wir durch die dem Nordpol der Nadel wirkende, gegen ihre Axe senkrechte Componente $n'S$ darstellen wollen, ist also dann stets der Stromintensität

Fig. 149.



direct proportional. Die Richtung und die Grösse der horizontalen Componente des auf den Pol n' wirkenden Erdmagnetismus sei durch H bezeichnet. Ist die Nadel im Gleichgewicht, so muss die auf der Nadel senkrechte Componente dieser Kraft $n'f$ gleich $n'S$ sein. Ist der Ablenkungswinkel der Nadel α , so ist $n'S = n'f = n'H \sin \alpha$.

Es ist also die Intensität des Stromes proportional dem Sinus Winkels, um den man die Drathwindungen der abgelenkten Nadel Bussole nachdrehen muss, damit sie sich wieder in der Ebene des Meridians befindet.

225 Man kann bei der Sinusbussole die eine der beiden Theilungen beharren. Am zweckmässigsten würde man die untere Theilung forthalten können, an welcher die Drehung des Stativs mit den Windungen bestanden wird, da man dann die Bussole auch als Tangentenbussole verwenden kann. Man braucht nur auf dem unteren Brett des Apparats einen verticalen Stab aufzustellen, der einen auf die Theilung unter der Nadel weisenden Zeiger trägt. Bei der Drehung der Windungen lässt man vermittelst dieses Zeigers direct den Drehungswinkel auf jener Theilung ablesen. — Oder man braucht auch, nachdem man die vom Strom durchflossenen Windungen so eingestellt hat, dass die Nadel in der Ebene des Meridians sich befindet, nur jedesmal den Schliessungskreis des Stromes

öffnen. Die Nadel stellt sich dann wieder in den magnetischen Meridian, wie ohne Einwirkung des Stromes. Der Winkel, um den sie bei dieser Einstellung zurückgeht, ist dem Drehungswinkel der Windungen gleich.

Die Sinusbusssole hat den grossen Vorzug vor der Tangentenbusssole, dass sie, völlig unabhängig von der Grösse und Gestalt der Nadel, von der Torsion des sie tragenden Fadens und auch der Gestalt des Drathgewindes, stets richtige Resultate liefert, wenn nur die Nadel nach ihrer Ablenkung gegen das ihr nachgedrehte Drathgewinde relativ dieselbe Lage einnimmt, wie vor derselben. — Sie hat dagegen die Unbequemlichkeit, dass man durch sie nur Ströme bis zu einer bestimmten Intensität messen kann. Ist die Kraft, mit der der Strom die Nadel aus seiner Ebene ablenkt, gleich der horizontalen Componente des Erdmagnetismus, so werden die Windungen um 90° aus der Ebene des Meridians gedreht werden müssen, um die Nadel in ihre Ebene zu bringen. Bei weiterer Zunahme der Stromintensität schlägt die Nadel um. Um daher stärkere Ströme durch die Sinusbusssole zu messen, darf man nur einen Theil derselben durch den Drath der Busssole leiten, indem man zwischen den zu der Busssole führenden Dräthen eine Zweigleitung anbringt, durch die vermittelt wird, dass nur ein bestimmter aliquoter Theil des Stromes die Busssole durchfliesst (vgl. §. 223). Diese Unbequemlichkeit, welche leicht die Ursache von Fehlern sein kann, wenn man durch die Sinusbusssole Ströme von ziemlich verschiedener Intensität misst, fällt bei den oben angegebenen Spiegelapparaten fort, bei denen überdies die schnelle Einstellung der Magnete ein viel rascheres und sichereres Arbeiten gestattet. Da dieselben auch nicht an den Fehlerquellen der gewöhnlichen Tangentenbusssole leiden, so dürften sie wohl den Gebrauch der Sinusbusssole einschränken, welche früher namentlich in den Händen von Poggendorff höchst schätzbare und sichere Resultate geliefert hat.

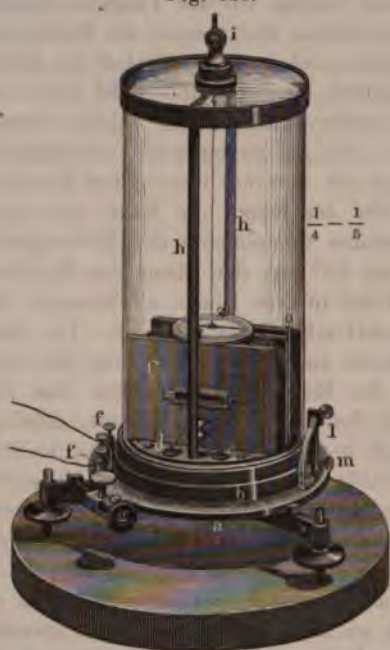
Zur Messung der Intensität schwächerer Ströme dient das Galvanometer, bei welchem die ablenkende Wirkung des Stromes auf die Magnetnadel auf doppelte Weise verstärkt wird; einmal durch Vermehrung der Anzahl der dieselbe umgebenden Drathwindungen; dann durch Anwendung eines Systems von zwei astatischen Magnetnadeln. 226

Fig. 150 (a. f. S.) zeigt im Allgemeinen die Einrichtung eines solchen Instrumentes.

Auf einem durch Stellschrauben horizontal zu stellenden Brett oder einer starken Messingplatte *a* dreht sich in einem conischen Zapfen eine Messingplatte *b*, auf die in der Mitte eine flache kreisrunde Büchse von Messing aufgelöthet ist. In diese Büchse kann ein kreisrundes Brett eingelegt werden, auf welchem der die Drathwindungen tragende Rahmen, der Multiplicatorrahmen *l* befestigt ist. Derselbe besteht aus zwei verticalen Brettern *A* (Fig. 151), welche durch die horizontalen Leisten *a b* unter einander verbunden sind. Seitlich sind in die Bretter *A* horizontale Einschnitte von der Höhe der Leisten *a b* eingeschnitten. Auf die

letzteren sind zwei verticale Stäbchen *cd* aufgesetzt. In die Zwischenräume zwischen den Brettern *A* und den Stäbchen *cd* wird überspannter Kupferdrath in mehreren oder weniger Windungen

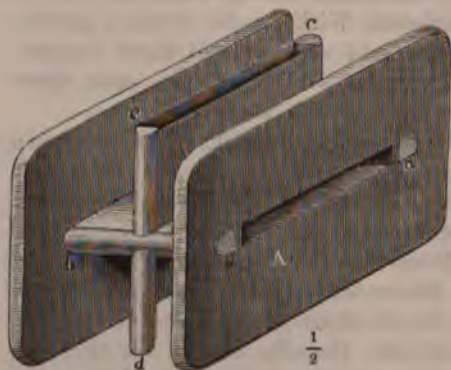
Fig. 150.



oder weniger Windungen versehenen Rahmen mit dem Namen *Multiplicator*, welcher Namen zuweilen auch dem ganzen Galvanometer ertheilt wird. Die Anwendung dieses *Multiplicators* ist fast gleichzeitig von Schweigger und Poggendorff angegeben worden ¹⁾.

Die Enden der Drathwindungen des *Multiplicators* sind mit Klemmschrauben *d, e* (Fig. 150) verbunden, welche auf die den Rahmen desselben tragende Holzscheibe aufgesetzt sind. — Von diesen Klemmschrauben gehen besondere Dräthe in einigen Spiralwindungen durch den die Messingscheibe *b* tragenden conischen, dazu durchbohrten Zapfen zu den Klemmschrauben *ff*, welche auf die Platte *a* isolirt aufgeschraubt sind. Man kann auf diese Weise leicht den *Multiplicator* mit einem anderen vertauschen.

Fig. 151.



Durch einen, unten an dem conischen Zapfen befestigten horizontalen Hebel, oder mittelst eines an demselben

¹⁾ Schweigger, Allgem. Literaturzeitung 1820. Nov. Nr. 296; Schweigg. Journ. Bd. XXXI, S. 12. 1826*; Poggendorff, Erman's Uebers. S. 105, Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 422. 1821*. Die höchst zweckmässigen, hier so wie im Folgenden zu erwähnenden wesentlichsten Verbesserungen der Einrichtung des Galvanometers von E. du Bois Reymond, siehe dessen Untersuchungen über thierische Electricität Bd. I, S. 162 u. folgd. 1848* u. Bd. II, S. 4 u. folgd. 1849*.

chungen über thierische Electricität Bd. I, S. 162 u. folgd. 1848* u. Bd. II, S. 4 u. folgd. 1849*.

gten Zahnrades und einer in dasselbe eingreifenden Schraube ohne 7 kann man die Messingplatte *b* im Kreise herumdrehen. Bei feineren Instrumenten trägt die Platte *a* eine Kreistheilung, die Platte *b* auf derselben sich verschiebenden Nonius, welche eine genaue Ablesung des Drehungswinkels gestatten.

Auf zwei diametral gegenüberstehenden Punkten der Messingplatte ist eine Verbindungslinie um 90° gegen die Ebene der Drathwindung geneigt ist, ist ein Messingbügel *h* aufgesetzt, welcher über dem Rahmen eine Fassung *i* trägt, die bei feineren Apparaten durch drei seitliche Schrauben centrirt worden kann. Diese Fassung (Fig. 152) ist vertical durch ein viereckiges Loch durchbohrt, durch welches sich ein vierseitiges Stäbchen verschiebt, welches oberhalb in eine Schraube endet. Auf dieser Schraube dreht sich eine Messingkugel, welche einen, über die Schraube übergreifenden Bügel an der Fassung angeschlossen wird. Dreht man die Kugel, so hebt und senkt sich das durch die Schraube verbundene vierseitige Stäbchen, ohne sich dabei selbst drehen zu können. Unterhalb trägt dasselbe an einem Häkchen einen

Fig. 152.

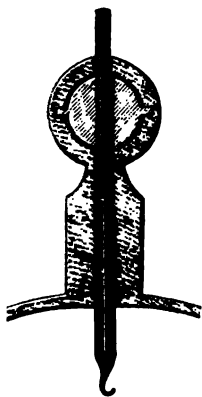
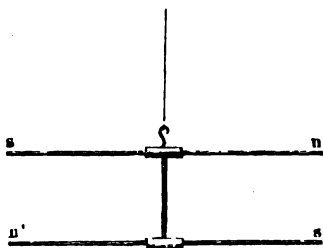


Fig. 153.



ein Faden von roher, in Seifenwasser abgekochter Seide, an welchem ein astaticsches System der Magnetnadeln, Fig. 153, angehängt wird. Dieses besteht aus zwei möglichst gleichen und gleich stark magnetisierten Nadeln (z. B. englischen Nähnadeln) *s n* und *s' n'*, welche einzeln parallel in zwei, in ein Elfenbeinstäbchen gebohrte, horizontale Röhren eingeschoben sind, so jedoch, dass ihre gleichnamigen Pole nach außen gesetzt sind. Das Elfenbeinstäbchen ist so lang, dass die Nadeln gerade in dem inneren Zwischenraum der Drathspulen des Multiplicators, die andere gerade über denselben mit dem Faden frei hin- und herschwingen kann. Die obere Nadel selbst, oder ein mit ihr verbundener Zeiger, bewegt sich auf einer auf den

Multiplicatorrahmen aufgelegten Kreistheilung, deren Nullpunkt oberen Ende der Stäbchen *cd* des Multiplicatorrahmens zusammen

Auf den um 90° von dem Nullpunkt abstehenden Punkten *d* plicatorrahmens befestigt man zwei sehr feine, verticale Glimmerl welche die Nadeln bei grösseren Ablenkungen am völligen Un hindern. Die seitlichen Oeffnungen des Multiplicatorrahmen welche man die im Inneren desselben schwebende Nadel sehen k den mit Glasplatten zugedeckt, die in eine an dem Rahmen an Nuth eingeschoben werden. Ebenso schützt eine auf den Rand Rahmen tragenden Messingbüchse gesetzte Glasglocke das System vor Luftzügen. Diese Glasglocke hat oben zweckmäßi flachen Boden. — Da durch Annäherung des Körpers an den leicht in Folge der ungleichen Erwärmung desselben dennoch mungen in der Glasglocke entstehen können, die dem astatische eine Ablenkung ertheilen würden, kann man auf den flachen o den derselben einen ebenen Spiegel in einem Winkel von etwa setzen, und darin durch ein Fernrohr das Spiegelbild des $\frac{1}{2}$ Kreises und des auf demselben spielenden Zeigers des astatische beobachten.

Für die meisten Fälle stellt man den Multiplicator so, Drathwindungen der Ebene des astatischen Systems parallel v der mit ihnen verbundene Zeiger also auf Null steht. Man re Stellung des Instrumentes durch die Stellschrauben so, dass di ganz frei schweben, und beobachtet beim Hindurchleiten des durch den Multiplicator vermittelt der Klemmschrauben *f* ihr kung.

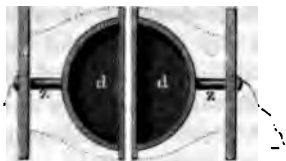
227 Nach dieser allgemeineren Beschreibung des Instrumentes si speciellere Einrichtungen der einzelnen Theile desselben nach wobei wir namentlich den Angaben von E. du Bois-Reymo §. 226) zu folgen haben.

1. Der Multiplicator. Da das von den Drathwindun selben auf die Nadeln ausgeübte Drehungsmoment um so gröse näher dieselben an den Nadeln liegen, so ist der innere Raum dungen so klein zu wählen, als es die freie Bewegung der Nad tet. Eine Höhe desselben von 4 Millimetern ist daher völlig g Die Länge des Raumes nimmt man auch nur wenig grösser, al Nadeln. etwa 40 Millimeter. — Die äusseren Flächen der Le Fig. 151, rundet man allerseits ab, und formt ihren horizontale schnitt zu einem um die Drehungsaxe des Multiplicators gelegte bogen. Für viele Zwecke, namentlich wenn man die Inten Ströme nach den ersten Ausschlägen der Nadeln abschätzt, ist gend, wenn dieser Bogen etwa 40 bis 60° umfasst. Da nämlich hungsmoment, welches durch einen Strom im Multiplicator au deln ausgeübt wird, am stärksten ist, wenn dieselben den W

raths möglichst parallel liegen, so müssen die Windungen auf einen concentriert werden, der die Gleichgewichtslage der Nadeln in nicht weiten Grenzen umschliesst. — Will man bei grösseren Ausschlägen sitzen der Nadeln nicht aus den Drathwindungen heraustreten lassen so kann man, wie schon von Nervander¹⁾ in seiner „Tangenssole“ geschehen ist, den Rahmen des Multiplicators ganz kreisförmigen.

Mohr²⁾ wickelt die Drathwindungen hierbei parallel neben einander auf eine flache kreisrunde Dose von Holz, in der die untere Nadel des astatischen Systems schwingt, und an der, auf zwei diametral überliegenden Seiten zwei Zapfen befestigt sind, auf welche Brettle geleimt werden; oder auch auf die äusseren Flächen zweier hohlstreifer Halbkugeln *d* (Fig. 154) von Holz, welche gleichfalls an Stäbchen befestigt werden, die ausserhalb an zwei Zapfen *z z* Bretter tragen. Diese Halbkugeln werden über die untere Nadel des astatischen Systems geschoben und die auf sie gewundenen Dräthe mit einander verbunden. Mohr ersetzt hierbei die im Inneren der beiden Halbkugeln schwebende Nadel

Fig. 154.



an Stäbchen an zwei Zapfen *z z* Bretter tragen. Diese Halbkugeln werden über die untere Nadel des astatischen Systems geschoben und die auf sie gewundenen Dräthe mit einander verbunden. Mohr ersetzt hierbei die im Inneren der beiden Halbkugeln schwebende Nadel

durch mehrere parallele Nadeln, welche sich in ihrer Länge der Kugelfläche anschliessen. Hierbei werden die Windungen des Multiplicators verhältnissmässig näher an die Nadeln gebracht, und bei einer kürzeren Drathlänge mehr Windungen um den Rahmen herumgewickelt, aus denen die Nadel noch bei ihren grössten Ablenkungen nicht tritt.

¹⁾ Betreff der Gestalt des Querschnittes der Windungen vergl. Fig. 210 u. figde.

Bei dem Aufwinden des Drathes auf den Multiplicatorrahmen (Fig. 151) 228 man um die Stäbchen *cd* Streifen von Postpapier, welche verhindern, dass die Drathwindungen und Fädchen ihrer Bespinnung in den Vertiefungen der Nadeln bestimmten Schlitz eintreten. Man steckt in diesen Schlitz Messingplatten, die man nach dem Winden des Drathes entfernt.

Man windet auf den Multiplicatorrahmen zweckmässig den Drath auf zwei parallel neben einander liegenden Stücken zu Doppelwindungen. Die Enden *d* bezeichnet die Enden beider Stücke durch verschiedene Farben. Man kann dann den Strom zwischen beiden Windungsreihen theilen. Ein

Nervander, Ann. de Chim. et de Phys. T. LV, p. 160. 1833*. — ²⁾ Mohr, Ann. Bd. XCIX, S. 102. 1856*.

auf diese Art eingerichtetes Galvanometer bezeichnet man mit dem Namen: Differentialgalvanometer¹⁾.

Der zu den Windungen verwendete Drath muss weicher Kupferdrath sein. Silberdrath, welcher noch besser leitet, ist wohl zu kostbar. Der Drath wird mit weisser Seide übersponnen. Grüne Seide ist nicht eisenhaltig und bewirkt in Folge dessen seitliche Ablenkungen der Nadeln²⁾ (s. w. unten). Ist der Drath sehr dünn, so geschieht die Überspinnung nur einmal, da sonst der Seidenüberzug allzuviel Raum einnehmen würde. Der Drath wird sorgfältig gefirnisset, entweder vor dem Aufwickeln, oder nach dem Aufwickeln jeder Lage, und bedient man sich dazu sehr zweckmässig einer filtrirten Lösung von Copalharz in warmem freiem Aether. Man wartet stets das völlige Trocknen des Firnisses vor dem Aufwinden einer neuen Lage ab.

Es ist nöthig, namentlich bei Anwendung dünnerer Dräthe, während des Aufwindens zu überzeugen, dass der Drath keine Bruchstellen habe. Deshalb verbindet man das eine Ende desselben durch ein Galvanometer mit dem einen Pol einer Säule, den anderen Pol derselben mit einer feinen Nähnadel, welche man von Zeit zu Zeit durch die Umwicklung des Drathes hindurchsticht. Das Galvanometer muss dann einen Ausschlag geben. Zerrissene Stellen werden sorgfältig gelöst und mit ungedrehter Seide bewickelt.

Man verbindet auch bei Umwicklung des Rahmens mit zwei Dräthen einen Pol der Säule mit dem einen Ende des einen Drathes und bringt die Nähnadel auf verschiedene Stellen des anderen parallelen Drathes. Die Abwesenheit eines Ausschlages der Galvanometernadel zeigt die völlige Isolation beider Windungsreihen von einander an.

229 Es hat keine Schwierigkeit, zu bestimmen, ob man dickere oder dünnere Kupferdräthe in wenigen oder vielen Windungen in den gegebenen Raum des Multiplicatorrahmens einwinden soll, um bei Einschaltung des Galvanometers in einen gegebenen Schliessungskreis das Maximum der Ablenkung der Nadel zu erhalten.

Nach §. 213 muss hierzu der Widerstand des Multiplicatorrahmens gleich dem der übrigen Schliessung sein.

Hat man daher die Intensität von Strömen zu messen, deren Schliessungskreis sonst nur einen geringen Widerstand darbietet, z. B. von Thermoelementen, so wird man einen Multiplicator verwenden, der nur aus wenigen Windungen von dickem Drath oder nur aus einem dick U-förmigen Kupferblech besteht. — Hat man die Intensität von Strömen zu messen, deren Schliessungskreis einen sehr grossen Widerstand in sich schliesst, z. B. von Strömen, welche längere Flüssigkeits-

¹⁾ Dasselbe ist zuerst von Becquerel angewandt worden. Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXII, p. 422. 1826*. — ²⁾ Vergl. Tyndall, On heat pag. 22, 2nd edition London 1865*; deutsche Ausgabe 1867, S. 28*.

schichten oder den Thierkörper durchlaufen, so wendet man Multiplicatoren mit langem dünnen Drath an. Deshalb hat E. du Bois-Reymond bei seinen Versuchen über die Nervenströme einen Multiplicator benutzt, der aus 24160 Windungen von übersponnenem Kupferdrath von 0,13 bis 0,15^{mm} Durchmesser und 5106^m Länge bestand, und neuerdings legt man sogar noch mehr Windungen um den Multiplicatorrahmen.

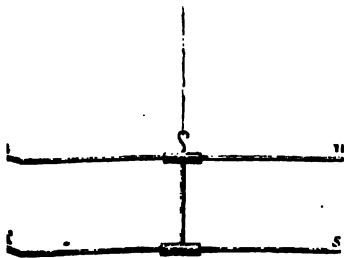
Bedient man sich eines Differentialgalvanometers, so wird man hier auch unter verschiedenen Umständen die beiden Windungsreihen desselben neben oder hinter einander verbinden.

In vielen Fällen, namentlich bei der Messung von Strömen, welche durch elektrolysihbare Flüssigkeiten fliessen, bei denen an den Elektroden eine Polarisation auftreten kann, ist die Anwendung langer Multiplicatoren besonders von Fechner¹⁾ empfohlen, da wegen des grossen Widerstandes derselben die Stromintensität, also auch die Polarisation nur gering ist, und so die Wirkungsabnahme der Kette langsamer erfolgt. — Da man bei solchen Multiplicatoren den Widerstand der übrigen Schliessung meistens den des Drathes des Multiplicators vernachlässigen kann, so kann man bei Einschaltung verschiedener Elemente in den Schliessungskreis die elektromotorischen Kräfte den aus den Ablenkungen der Galvanosternnadel berechneten Stromintensitäten direct proportional setzen.

Auf diese Weise hat Buff einen Multiplicator von 18848 Windungen in 154 Lagen über einander aus einem Kupferdrath von 0,186^{mm} Dicke in einem cylindrischen Rahmen von Kupfer von 60^{mm} Länge und 25^{mm} innerem Durchmesser gewunden und in denselben eine Nadel von nur 5^{mm} Länge, 2,5^{mm} Breite und Höhe hineingehängt. Bei diesem Apparat sind die Stromintensitäten den Tangenten der Ablenkungen der Nadel nahezu proportional, so dass er als Tangentenbussole benutzt werden kann²⁾.

Das System astatischer Nadeln (Fig. 155). Ein System von zwei parallelen und einander entgegengerichteten Magnetnadeln wird durch

Fig. 155.



verwendet wird, schwebt die obere Nadel über, die untere unter der oberen Hälfte und über der unteren Hälfte der Drathwindungen. Die Dre-

die horizontale Componente des Erdmagnetismus nur mit einer Kraft gerichtet, welche der Differenz der magnetischen Momente beider Nadeln entspricht. Jeder Einfluss, welcher die eine oder andere der beiden verbundenen Nadeln ablenken würde, bewirkt daher eine Ablenkung, welche in denselben Verhältnisse zunimmt, als diese Kraft abnimmt. In dem astatischen System, welches für das Galvanometer

¹⁾ Fechner, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 232. 1838*. — ²⁾ Buff, Ann. d. Chem. u. Pharm. Bd. LXXXVI, S. 1. 1853*.

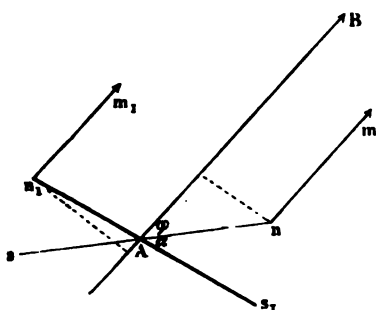
hungsmomente, welche von dem diese letzteren durchfliessenden Strom auf beide Nadeln ausgeübt werden, addiren sich, während die Wirkungen des Erdmagnetismus sich subtrahiren. Je mehr das magnetische Moment beider Nadeln des astatischen Systems das gleiche ist, desto geringer wird die Richtkraft der Erde auf dasselbe. — Man muss deshalb bei recht empfindlichen Galvanometern die Nadeln möglichst gleich wählen. Man nimmt zwei gleiche englische Nähnadeln, oder nach E. du Bois-Reymond zwei neben einander liegende Stücke eines Stahldrathes, den man in einem Bügel ausgespannt, gegläht und gehärtet hat. Diese beiden Stücke werden in siedendem Leinöl angelassen. Die Länge dieser Nadeln kann etwa 30 bis 40^{mm}, ihre Dicke nicht ganz 1^{mm} betragen. Man setzt sie einander möglichst parallel in ein Verbindungsstück von Schellpatt oder Elfenbein so ein, dass die untere Nadel möglichst in der Mitte der Windungen, die obere möglichst dicht über denselben hängt. Das Verbindungsstück wird recht leicht genommen, damit sein Trägheitsmoment klein ist und ein momentaner Strom, der den Multiplicator durchläuft, das System recht weit ablenkt. Die verbundenen Nadeln werden zwischen zwei Brettchen eingeklemmt und dann gleichzeitig an den beiden Polen eines hufeisenförmigen Magnetes oder Elektromagnetes bis zur Sättigung gestrichen. Man sucht dabei die obere Nadel etwas stärker zu magnetisiren. Man entzieht nun dieser stärkeren Nadel durch entgegen gesetztes Streichen mit einem sehr schwachen Magnet (Nordpol gegen Nordpol), oder nur durch Annähern eines kleinen Magnetes¹⁾ (wenig gut durch Abschleifen auf Sandstein²⁾) einen Theil ihres Magnetismus, bis die Schwingungsdauer des Systems möglichst gross ist (etwa 30 Sekunden oder mehr).

- 231 Wären die magnetischen Axen der beiden Nadeln einander vollkommen parallel, so würden sie bei dem geringsten Ueberwiegen des magnetischen Moments der einen sich stets in der Ebene des Meridians einstellen, bei völliger Gleichheit des magnetischen Moments aber in jeder Lage im Gleichgewicht sein, wenn nicht in den Nadeln durch die Wirkung des Erdmagnetismus in ihren mehr oder weniger nach Norden gekehrten Enden nördlicher, in ihren entgegengesetzten Enden südlicher Magnetismus temporär erzeugt würde, und daher dieselben sich in ihrer Ebene in die Ebene des magnetischen Meridians einstellten. Nur wenn ihre Ebene auf der des Meridians normal wäre, wären sie in jedem bitem Gleichgewicht. Da jene Bedingungen indess nie zu erreichen sind, so nimmt das astatische System mit wachsender Gleichheit der Nadeln eine gegen den Meridian um einen bestimmten Winkel geneigte Stellung ein. Man nennt diese Ablenkung die freiwillige Ablenkung des astatischen Systems³⁾.

¹⁾ Gruei, Pogg. Ann. Bd. CXXVI, S. 640, 1865*. — ²⁾ Lenoir, Pogg. Ann. Bd. CXXIII, S. 384, 1864*. — ³⁾ Nobili, Ann. de Chim. et de Phys. T. XLII, p. 148, 1830*; Pogg. Ann. Bd. XX, S. 216*.

Wir wollen mit E. du Bois-Reymond¹⁾ annehmen, dass in den Nadeln durch den Einfluss des Erdmagnetismus zu ihren permanenten Magnetismen noch temporäre Magnetisierungen hinzutreten. Es seien die

Fig. 156.



magnetischen Momente der Nadeln ns und $n's$, gleich M und M' , wo $M > M'$; es sei der Winkel zwischen den Axen der Nadeln gleich α (vergl. Fig. 156), der Winkel zwischen der stärkeren von ihnen und dem Meridian AB gleich φ ; es seien ferner die in ihnen durch den Erdmagnetismus erzeugten temporären Momente, wenn sie dem Meridian parallel liegen, m und m' , also ihre temporären Momente in ihrer betreffenden Lage $m \cos \varphi$ und $m' \cos (\varphi + \alpha)$;

es sei endlich die horizontale Komponente des Erdmagnetismus gleich Eins. Die gegenseitige magnetisierende Einwirkung der Nadeln auf einander mag zunächst vernachlässigt werden. Dann ist das auf die Nadeln ausgeübte Drehungsmoment:

$$D = (M + m \cos \varphi) \sin \varphi - [M' - m' \cos (\varphi + \alpha)] \sin (\varphi + \alpha).$$

Diese Formel kann man sehr zweckmässig umändern. Es mache das astatische System, oder genauer die Halbierungslinie des Winkels α mit der auf dem Meridian senkrechten Horizontalinie den Winkel β , so ist

$\varphi = 90^\circ - (\beta + \frac{\alpha}{2})$. Setzt man dann noch $m = m' = m_0$, da jeden-

falls der Stoff der beiden Nadeln nahezu derselbe ist, also ihre temporären Momente m und m' nicht sehr verschieden von einander sind, so ist das auf die Nadeln ausgeübte Drehungsmoment:

$$D = (M - M') \cos \frac{\alpha}{2} \cos \beta + 2 m_0 \cos \alpha \cos \beta \sin \beta - (M + M') \sin \frac{\alpha}{2} \sin \beta.$$

Sind die Momente der Nadeln völlig gleich, also $M = M'$, so verschwindet das erste Glied, sind die Nadeln einander völlig parallel, also $\alpha = 0$, das dritte; sind endlich die temporären Momente m_0 zu vernachlässigen, so ist das zweite Glied zu vernachlässigen.

Die Gleichgewichtslagen des astatischen Systems sind erreicht, wenn $D = 0$ ist. Ob sie stabil oder labil sind, ist durch Betrachtung der Aenderung der Vorzeichen des Drehungsmomentes D zu ermitteln. Wir wollen dabei den Winkel β von 0 bis 360° in der Richtung zählen, den der Nordpol der Nadel n beschreibt, wenn das astatische System aus der gegen den Meridian normalen Aequatoriallage in die Meridianlage über-

1) E. du Bois-Reymond, Pogg. Ann. Bd. CXII, S. 1. 1861*.

geht. Die Aequatoriallagen treten also für $\beta = 0$ und 180° , die Meridianlagen für $\beta = 90^\circ$ und 270° ein. Praktisch wichtig sind folgende Fälle:

1. $M = M'$ und $\alpha = 0$. Labiles Gleichgewicht des Systems für $\beta = 0$ und 180° , stabiles für $\beta = 90$ und 270° .

2. $\alpha = 0$ und $M > M'$. Stabiles Gleichgewicht für $\beta = 90^\circ$. Kann $2 m_0 \cos \alpha \sin \beta > (M - M') \cos \frac{\alpha}{2}$ werden, so ist auch für $\beta = 270^\circ$ stabiles, im gegentheiligen Fall labiles Gleichgewicht.

3. $M = M' = M_0$. Ist einmal $m_0 \cos \alpha \cos \beta - M_0 \sin \frac{\alpha}{2}$ schon für sehr kleine Werthe von β negativ, so ist stabiles Gleichgewicht für $\beta = 0$ und labiles für $\beta = 180$. Ist $m_0 \cos \alpha \cos \beta - M_0 \sin \frac{\alpha}{2}$ schon für kleine Werthe von β positiv, so ist für $\beta = 0$ das Gleichgewicht labil; stabil dagegen für $\beta = \pm \alpha_1$, wo α_1 zwischen 0 und 90° liegt und sich letzterem um so mehr nähert, je kleiner α ist.

4. Alle drei Glieder von D bestehen. Stabiles Gleichgewicht für $\beta = \alpha_1$, wo $\alpha_1 > \alpha$ zwischen 0 und 90° liegt. Labiles Gleichgewicht für $\beta = 180 + \alpha_2$, wo $\alpha_2 < \alpha_1$ ist. Je nach dem Verhältniss der Kräfte kann auch noch im vierten Quadranten eine stabile Gleichgewichtslage für $\beta = 270 + \alpha_3$, eine labile für $\beta = 270 + \alpha_4$ eintreten, wo $\alpha_4 > \alpha_3$ ist. Ist $(M - M') \cos \frac{\alpha}{2} = (M + M') \sin \frac{\alpha}{2}$, so sind die Gleichgewichtslagen symmetrisch gegen einen Durchmesser, der um 45° von der Aequatoriallinie abweicht.

5. Wird m_0 immer kleiner, so finden sich im vierten Quadranten keine Gleichgewichtslagen; die anderen nähern sich im ersten und dritten Quadranten einem bestimmten Durchmesser, der erreicht wird, wenn keine temporäre Magnetisirung eintritt, also $m_0 = 0$ ist. Für diesen Fall ist die Gleichgewichtslage bestimmt durch die Gleichung

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{M - M_1}{M + M_1} \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2}.$$

Je kleiner der Winkel α wird, desto mehr nähert sich β dem Werthe 90° , desto bedeutender ist also die Abweichung des Systems aus der Meridianlage.

Ist $M = M_1$, so wird $\operatorname{tg} \beta = 0$, das Nadelpaar stellt sich senkrecht gegen den magnetischen Meridian¹⁾.

232

Hängt man ein astatisches System mit geringer Richtkraft in den Multiplicatorrahmen ein, so dass die mittlere Längsrichtung der Nadel

¹⁾ Die letzteren Bedingungen sind schon von Moser, Repert. Bd. I, S. 259. 1837 und H. Lloyd, Transact. of the Royal Irish Academy. Vol. XXII, Pt. 1, p. 249. 1849 entwickelt worden.

Windungen parallel ist, so bewahrt es dennoch meist nicht diese Ruhege, sondern weicht nach rechts oder links um eine bestimmte Anzahl Grade ab, je nachdem es durch irgend eine ablenkende Kraft einmal auf diese oder jene Seite geführt worden ist¹⁾.

Der Grund liegt in dem Magnetismus des zum Multiplicator verwendeten Kupferdrathes, welcher durch geringe Beimengungen von Eisen steigert wird, oder überwiegend in der Umspinnung des letzteren mit seidenhaltiger (grüner) Seide. In Folge dessen wird sich das astatische System stets so zu stellen suchen, dass es der Resultante der magnetischen Anziehungen durch den Multiplicator und den Erdmagnetismus entgegensteht. — Hätte es daher gar keine Richtkraft in Folge des letzteren, so würde es in der den Windungen des Multiplicators parallelen Nulllage verharren, in der zu dieser Lage normalen Einstellung labile Gleichgewichtslagen, dagegen stabile Gleichgewichtslagen, wenn seine Nadeln etwa in der Richtung der Diagonalen des Multiplicatorrahmens liegen. Es hat keine Schwierigkeit, die Grösse der ablenkenden Kraft der Drathmassen in verschiedenen Stellungen eines astatischen Systemes zu bestimmen, welches durch die erdmagnetische Richtkraft in einer bestimmten Ebene gehalten wird.

Hängt man das System in das Multiplicatorgewinde hinein, so dass die Ebene der Ebene der Windungen parallel ist, und wird es um den Winkel $\pm \alpha$ nach rechts oder links abgelenkt, so hält in dieser Lage das System der Anziehung der Windungen herrührende Drehungsmoment d_α im Gleichgewicht mit dem vom Erdmagnetismus auf das System ausgeübten Drehungsmoment d . Dieses Drehungsmoment ist aber gleich $const. \sin. \alpha$. — Nehmt man nun den Multiplicatorrahmen, so wird auch das astatische System mehr oder weniger seine Stellung ändern. Bildet es jetzt mit der Ebene der Windungen den Winkel β , mit der Ebene seiner ursprünglichen Ruhelage ohne den Einfluss des Multiplicators den Winkel φ , so ist wiederum das von den Windungen ausgeübte Drehungsmoment $= const. \sin. \varphi$. Auf diese Weise lässt sich das von dem magnetischen Einfluss der Windungen herrührende Drehungsmoment d bei jeder Neigung der Ebene des astatischen Systems gegen die Ebene der Windungen bestimmen. Dasselbe wird von Null an zunehmen bis zu einem Maximum d von da an wieder abnehmen, wenn das System aus der der Windungen parallelen Stellung allmählich in die (diagonale) Stellung übergeht, in welcher es sich in Folge des Magnetismus der Windungen einstellen würde, wenn es für sich keine Richtkraft besässe. Bei weiteren Ablenkungen des Systems wird das Drehungsmoment d negativ werden und zu der gegen die Ebene der Windungen senkrechten Stellung des astatischen Systems erst wachsen und dann wieder bis zu Null abnehmen, darauf im entgegengesetzten Sinn wieder zuzunehmen. — Man kann die Grösse dieses Drehungsmomentes in einer Curve darstellen, welche

¹⁾ Nobili, Mém. Vol. I, p. 102.

von E. du Bois-Reymond (l. c. §. 226, Bd. I, S. 179) mit dem Namen der „störenden Curve“ bezeichnet wird, in der als Abscissen die Ablenkung des Systems aus der Ebene der Windungen, als Ordinaten die Drehungsmomente d verzeichnet sind. Bei jeder Ablenkung der astatischen Nadeln durch einen Strom sind diese Drehungsmomente von den aus der Ablenkung der Nadel berechneten zu subtrahiren, um die wirkliche Grösse der ablenkenden Kräfte des Stromes zu erhalten.

233 Man hat auf verschiedene Weise versucht, diese Ablenkungen der astatischen Systeme durch die Drathmassen zu eliminiren; so zunächst durch Anwendung von eisenfreiem, aus galvanoplastischem Kupfer¹⁾ gezogenem Kupferdrath oder von Silberdrath. Ersteres ist indess wegen seiner Sprödigkeit schwer zu dünnen Dräthen auszuziehen, letzterer auch oft eisenhaltig und zu kostbar. Man hat sodann zwischen die Windungen an beiden Enden des Schlitzes Kupferstücke eingelegt, oder auch die Stäbchen cd (Fig. 151) des Multiplicatorrahmens aus Kupfer hergestellt oder die Windungen des Drathes an diesen Stellen völlig an einander gewickelt oder auch dieselben oberhalb ganz zugewickelt, und die beiden Nadeln durch einen seitlichen Bügel verbunden. Man erreicht hierdurch häufig seinen Zweck; es kann indess dabei auch bei einer besondern Vertheilung der Kupfermassen zu den oben erwähnten stabilen (dynamischen) Gleichgewichtslagen der Nadel noch eine dritte, der Nulllage entsprechende stabile (welche früher eine labile war) hinzutreten, und demnach das System in verschiedenen Stellungen zwischen diesen Lagen nach der einen oder anderen derselben hingeführt werden²⁾.

Wir haben schon oben §. 228 erwähnt, dass bei Anwendung von weisser, statt grüner, eisenhaltiger Seide zum Ueberspinnen des Kupferdrathes die seitliche Ablenkung fast völlig aufgehoben wird.

Eine andere Art von Compensation ist von Pécelet (l. c.) angegeben worden. Er befestigt über dem astatischen System an dem dasselbe tragenden Stabe eine dritte kleine Magnetnadel, welche sich an einem kleinen getheilten Kreise um eine horizontale Axe drehen lässt. Je nachdem nun die Pole der Nadel denen der oberen oder unteren Nadel des Systems gleichgerichtet sind, wird die magnetische Einstellung der einen oder der anderen verstärkt. Durch Neigen der Nadel gegen den Horizont kann diese Verstärkung beliebig reguliren.

Durch diese Vorrichtung wird indess das astatische System sehr schwer und erhält ein bedeutendes Trägheitsmoment. Auch ist dieselbe zu complicirt. Sie hat daher keine allgemeinere Anwendung gefunden.

Zweckmässiger erreicht man die Compensation der besprochenen Einwirkungen der Drathmassen durch Annäherung von Magneten. Man sieht nach Melloni³⁾ in der der Nulllage des Systems entsprechenden Ebene

¹⁾ Schellbach, s. E. du Bois-Reymond l. c. §. 226. Bd. I, S. 186*. — ²⁾ Pécelet Ann. de Chim. et de Phys. (3) T. II, p. 104. 1841*; Pogg. Ann. Bd. LVI, S. 1. Anm.* — ³⁾ Melloni. Arch. de l'El. T. I, p. 662. 1841*.

einen Magnetstab von 200^{mm} Länge und 5^{mm} Durchmesser auf einem Stativ so auf, dass die gegen den Horizont um 45° geneigte Axe des Stabes bei ihrer Verlängerung den Pol der nächsten Nadel des Systems schneiden würde. Durch Heben, Senken, Nähern und Entfernen und verschiedenes Neigen des Stabes kann man die Nadeln gerade auf den Nullpunkt zurückführen, ohne sie mit einer grösseren Kraft, als unbedingt nöthig, auf demselben festzuhalten. Bei dieser Art der Compensation verlangsamt sich die Schwingungszeit der Nadeln bei kleineren Elongationen sehr bedeutend im Verhältniss zu der Schwingungsdauer der Nadeln für sich ausserhalb des Multiplicators, so dass sie bis zu einer Minute anwachsen kann. Innerhalb dieser Elongationen ist dann die Ablenkung derselben durch einen den Multiplicator durchfliessenden Strom sehr bedeutend. Bei weiteren Ablenkungen vermindert sich dagegen die Schwingungsdauer und Empfindlichkeit des astatischen Systems. Bei geringen Ablenkungen und recht guter Compensation führt nämlich der vereinte Zug des Erdmagnetismus und des compensirenden Magnets auf die stärkere magnetische Nadel das Nadelpaar fast genau mit derselben Kraft in die Nulllage zurück, mit welcher dasselbe durch den Magnetismus der Windungen in die diagonale Lage abgelenkt wird; beide Kräfte subtrahiren sich und heben einander fast auf, so dass auf das Nadelpaar fast gar keine Richtkraft wirkt. Bei weiterer Annäherung an die diagonale Lage überwiegt meist schon die Wirkung der von aussen wirkenden Kräfte; und sobald die Ablenkungen über jene diagonale Lage hinausgehen, addirt sich sogar der Zug des Erdmagnetismus und des Magnets zu dem des Magnetismus der Windungen, um die Nadeln in dieselbe zurückzuführen. Die Compensation gestattet daher nur innerhalb enger Grenzen eine grosse Empfindlichkeit des astatischen Systems. Das astatische System hat ausserhalb dieser Grenzen der Ablenkungen eine stärkere Richtkraft, als für sich allein.

Eine andere Art der Compensation ist von Ruhmkorff¹⁾ ausgeführt. Oben auf die Fassung, an welche der das Nadelpaar tragende Coconfaden geknüpft ist, werden zwei in einer verticalen Ebene befindliche, lineare Magnetstäbe gesetzt, welche mit ihren oberen, ungleichnamigen Polen durch ein Charnier verbunden sind, so dass ihre unteren Pole etwa wie die Spitzen eines Zirkels um einen an einem Gradbogen messbaren Winkel von einander entfernt werden können. Durch richtiges Einstellen der Magnete kann die Compensation hergestellt werden. Zweckmässig ist es, wenn man Messungen mit dem Galvanometer anstellen und dasselbe graduiren (s. unten) oder als Sinusbusssole benutzen will, die Magnete mit dem Multiplicatorrahmen so zu verbinden, dass sie seinen Drehungen folgen; dann bleibt stets die Compensation in gleicher Weise bestehen. Diese Compensation ist schwerer ebenso vollständig zu

¹⁾ Ruhmkorff, s. Matteucci, traité des phénomènes électrophysiologiques, p. 25.

erreichen, als die von Melloni angegebene, und leidet an denselben Mängeln.

Eine andere sehr zweckmässige Compensation ist von E. du Bois-Reymond¹⁾ angegeben. — Man befestigt an dem Nullpunkt der Theilung des Multiplicators die etwa 0,5^{mm} lange Spitze einer recht harten, stark magnetisirten Perlnadel in der Weise, dass ihr Zug die Ablenkung des Nadelpaares durch den Magnetismus der Windungen gerade aufhebt. In der Fig. 150, S. 256 ausgeführten Zeichnung des Galvanometers ist *o* ein die magnetische Stahlspitze tragender Arm von Messing, der durch die ausserhalb der Glasglocke *t* angebrachten Schrauben *l* und *m* nach rechts und links und vor und zurück geschraubt werden kann. In Folge ihrer geringen Dimensionen wirkt diese kleine magnetische Spitze nicht innerhalb weiterer Entfernungen auf die Nadeln, so dass ihre Oscillationen bei weiterer Elongation durch dieselbe nicht wesentlich beschleunigt werden, wie bei den oben beschriebenen Compensationen, bei denen der compensirende Magnet auf die Nadeln auch bei weiteren Ablenkungen noch stark einwirkt. Dagegen ist in der nächsten Nähe des Nullpunktes das astatische System verhältnissmässig etwas weniger empfindlich.

Bei den zuerst erwähnten Methoden lässt sich auch eine Ungleichheit der Nadeln, selbst bei bedeutenden Ablenkungen, durch den compensirenden Magnet ausgleichen; das System braucht daher für sich nicht sehr astatisch zu sein, wenn es nur durch den Magnetismus der Windungen noch aus der Nulllage abgelenkt wird. Bei der Methode von E. du Bois-Reymond muss dasselbe indess für sich sehr astatisch sein, da bei etwas weiteren Elongationen die Astasie nicht mehr durch die Wirkung des kleineren Magnets hergestellt werden kann.

Weniger zweckmässig ist die früher von Schröder²⁾ und Melloni (l. c.) empfohlene Anwendung weicher Eisenstäbchen zur Compensation.

Bei längerem Gebrauche, namentlich wenn man etwas stärkeren Ströme durch den Multiplicator eines Galvanometers geleitet hat, ändert sich häufig die Gleichgewichtslage des Nadelpaares, indem sich der Magnetismus der Nadeln ändert. Durch Verschiebung der compensirenden Magnete kann man die Nadeln stets wieder auf den Nullpunkt zurück führen.

Will man indess vergleichbare messende Versuche anstellen, so muss man auf diese Aenderung der Richtkraft des astatischen Systems besondere Rücksicht nehmen. Ueberhaupt dürfte das Galvanometer doch wohl nur in wenigen Fällen noch zur wirklichen Messung, sondern höchstens zur Schätzung der Intensität von Strömen verwendet werden, da die Spiegelapparate von den vielen Unbequemlichkeiten und Veränderungen frei sind, denen dasselbe unterworfen ist. Vielmehr dient das Galvanomet

¹⁾ E. du Bois-Reymond l. c. Bd. II, S. 491*. — ²⁾ Schröder, Pogg. An Bd. LIV, S. 60. 1841*.

sächlich zur Erkennung der Anwesenheit und Richtung von schwachen Strömen und in seiner Construction als Differentialgalvanometer zur Bestimmung von Widerständen. S. w. u.

Vill man ein Galvanometer mit astatischem System zur Ableitung von Reibungselektricität und des Stromes von Inductionen verwenden, so ändern die elektrostatischen Ladungen der Nadeln die Gleichgewichtslage des astatischen Systems. Um dies zu vermeiden (hierzu die Magnetnadeln in horizontaler Lage zu bringen) in und befestigt eine solche auch noch über dem Nadelgehäuse einen angebrachten Silberspiegel, falls man durch einen Beobachtungsschloß und Scala die Ablenkungen beobachten will. In diesem Falle ist die allseitigen Symmetrie des schwingenden Apparates zu berücksichtigen, um einen störenden Einfluss zu vermeiden.

Vill man die Ablenkungen des astatischen Systems zur Messung der Ablenkung oder des Magnetes einer Bussole einer grösseren Genauigkeit zu erreichen machen, so kann man die Apparate so construiren, dass die Magnetnadeln in horizontaler Lage in zwei Richtungen abgelenkt werden können, also z. B. in zwei Spitzen enden lassen, welche durch die Nadeln abgelenkt sind. Die Ruhelage der Nadel kann dann durch ein kleines Uebergewichtes vertical hergestellt werden. Diese Methode ist für elektrische Versuche mit Strömen von geringer Intensität geeignet. In diesem Fall kann man nach der Methode von Edlund (Edlund'sche Methode²⁾) an den Nadeln einen kleinen Metallring anbringen, welcher an z. B. aus einem versilberten oder verguldeten Draht hergestellt, und auf einem kleinen Rahmen der Sonne oder die Lichtstrahlen durch eine Linse auf die Nadeln wegen der etwaigen Einwirkung der Luftströmungen in hinlänglicher Entfernung von der Nadel angebracht werden kann. Die Nadeln werden durch ein Bündel ein weisses Papierband, welches durch eine Linse auf das von dem Strahlenbündel gebildet wird, abgelenkt werden können. In dem Augenblicke der Ablenkung der Magnetnadel hin und her.

eher zweckmässig verbindet man die Nadeln mit einem kleinen Spiegel eines astatischen Nadelpaars zur Spiegelablesung³⁾.

Der Multiplicatortrahmen wird aus einem dünnen Metallblech (Kupfer⁴⁾) gebildet, welche durch einen kleinen Ring in zwei Hälften getheilt wird.

¹⁾ Edlund, Pogg. Ann. Bd. CXXIII, S. 279. ²⁾ Edlund, Pogg. Ann. Bd. CXXIII, S. 279. ³⁾ Edlund, Pogg. Ann. Bd. CXXIII, S. 279. ⁴⁾ Edlund, Pogg. Ann. Bd. CXXIII, S. 279.

von Kupferblech versehen, innerhalb dessen sie mit dem Multiplicatordrath umwunden sind. Im Inneren enthalten diese Hälften einen länglichen Hohlraum für die untere Nadel des astatischen Systems. Auf den kupfernen Rand jeder Hälfte ist ausserdem die Hälfte einer der unteren ganz gleichen, kupfernen Dose aufgesetzt, welche in ihrem Inneren die obere Nadel des Systems aufnimmt. Beide Hälften passen genau an einander und können mittelst kupferner Schrauben fest an einander gepresst werden. Sie sind an ihrer Berührungsstelle in der Mitte von oben bis unten ausgefeilt, so dass sie dort einen kleinen cylindrischen Hohlraum zur Aufnahme des Verbindungsstabes des astatischen Nadelpaares u. s. f. bilden. — Die eine Hälfte des ganzen Apparates ist auf einem kupfernen Zapfen befestigt, der sich in einer kupfernen, mit drei Stellschrauben versehenen Scheibe dreht. Sie trägt zugleich oben an einem starken Bügel ein Glasrohr mit Vorrichtung zur Aufhängung des astatischen Systems. Letzteres ist vermittelst seines Verbindungsstabes an einem dünnen Glasspiegel befestigt, der über der oberen kupfernen Dose und unter dem Glasrohr an einem Coconfaden hängt und in verschiedenen Richtungen gegen das astatische System orientirt werden kann. An die untere Fläche des Glasrohres ist ein kreisförmiges Kupferblech gekittet, über welches eine cylindrische Blechhülle gestülpt wird, die in einem auf der ebenen Fläche der oberen Dose befestigten, kreisförmigen Blechringe sich dreht. Die Blechhülle ist an einer Seite durchbohrt und daselbst durch ein Glasfenster geschlossen, durch welches bei geeigneter Einstellung der Blechhülle in dem Spiegel mittelst Fernrohr einer Scala beobachtet wird.

Durch Theilung des Apparates in zwei Hälften kann man das astatische System sehr leicht an seine Stelle bringen und herausnehmen.

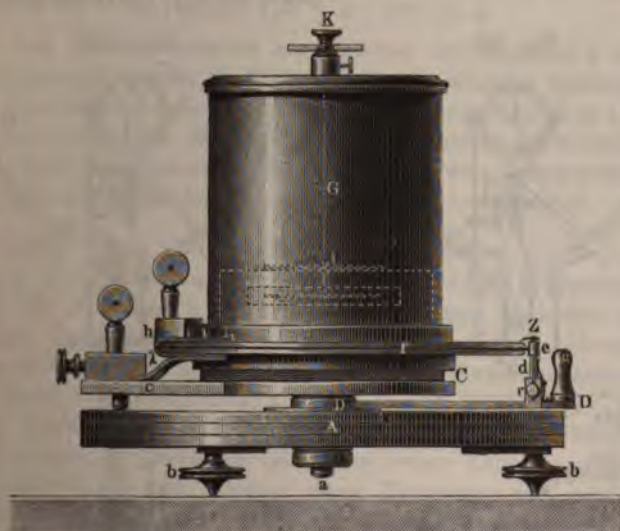
36 Für praktische Zwecke hat W. Siemens ein leicht transportables Instrument, das Universalgalvanometer, angegeben, mit welchem man sowohl elektromotorische Kräfte nach der Methode von du Bois-Reymond, als auch Widerstände nach der Methode von Wheatstone messen, und welches man zugleich zur Strommessung als Sinusbussole verwenden kann. Dasselbe besteht (Fig. 157 bis 161) aus einer kreisförmigen, mit drei Stellschrauben versehenen Platte *AB* von polirtem Holz, in deren Mittelpunkt sich auf einem verticalen, in eine Fassung wohl eingeschliffenen Zapfen *D* eine etwa 1 Zoll dicke Holzscheibe *C* dreht, die den Fortsatz *c* trägt, auf welchem vier mit Klemmschrauben versehene Metallplatten I bis IV befestigt sind, von denen III und IV mittelst eines Metallstößels verbunden werden können. Auf der Holzscheibe ruht eine kreisrunde Schieferplatte, die über den Platten I bis IV ausgeschnitten ist und ein gewöhnliches Galvanometer mit einer an einem Coconfaden hängenden astatischen Nadel trägt, welche letztere durch einen kleinen Magnet compensirt werden kann, der an dem den Faden tragenden Knopf *K* befestigt ist. Die Nadel des Galvanometers wird durch Elfen-

köpfe, die 20^0 rechts und links von ihrer Nulllage angebracht sind, in Schwingungen aufgehallen. Der Widerstand des Multipliator-

Fig. 157.



Fig. 158.



des Galvanometers beträgt 10 Quecksilbereinheiten. Neben dem Galvanometer befinden sich auf der Schieferplatte vier Metallplatten h_1 , die durch Metallstößel mit einander verbunden werden können.

In dieselben münden die Enden von Widerstandsdräthen W_1, W_2, W_3 von 1,10 und 100 oder 10, 100, 1000 Quecksilbereinheiten, welche in

Fig. 159.

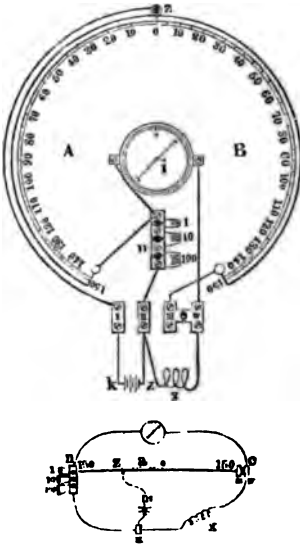


Fig. 160.

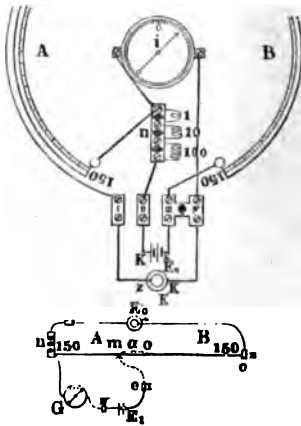
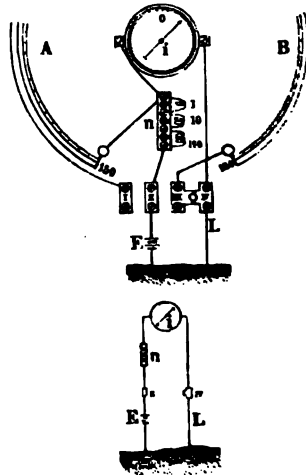


Fig. 161.



eine, in die Scheibe C eingedrehte Nuth gewunden sind. W_1 geht von h_1 bis h_2 , W_2 von h_2 bis h_3 , W_3 von h_3 bis h_4 . h_4 ist mit der Metallplatte II, h_1 und Metallplatte IV mit dem Enden des Multipliers des Galvanometers verbunden. — In die Peripherie der Schieferplatte ist eine flache Nuth eingedreht, in welcher der zur Anwendung der Wheatstone'schen Methode zur Widerstandsmessung erforderliche Brückendrath bis zur Hälfte seines Durchmessers eingelegt ist. Seine Enden sind mit den auf der Schieferplatte befestigten Metallplatten l und l_1 verbunden, von denen wiederum l mit h_1 , l_1 mit III durch dicke Kupferstreifen verbunden sind. — Die Schieferplatte ist von der Mitte des Drathes an nach beiden Seiten bis zu l und l_1 hin in je 150 Grade getheilt. —

Gegen den Drath schleift eine kleine, zwischen zwei Spitzen drehbar und durch eine Feder gegen den Drath gedrückte Platinrolle, die an einem auf den Zapfen D aufgeschobenen, durch den Knopf g drehbaren Arm be-

estigt ist. Ein eben daran befestigter Zeiger z spielt auf der Theilung der Schieferplatte. Der Arm ist mit der Metallplatte I verbunden.

Die Anordnungen des Apparates bei dem verschiedenen Gebrauch ergeben sich aus den beifolgend gezeichneten Schematen. Man stellt die Nadel des Galvanometers ebenso wie die Platinrolle jedesmal erst auf ihre betreffenden Nullpunkte.

1. Messung der elektromotorischen Kräfte (Fig. 160). Eine constante Säule E_0 wird mit II und III, die zu messende mit I und IV verbunden; h_1, h_2, h_3, h_4 werden durch Stöpsel mit einander vereint und die Platinrolle gedreht, bis das Galvanometer auf Null steht. Sodann wird die zu messende Säule durch eine Normalkette ersetzt und dieselbe Einstellung vorgenommen. Steht dabei die Platinrolle resp. auf $\pm \alpha_m, \pm \alpha_n$ vom Nullpunkt der Theilung entfernt, so verhalten sich die elektromotorischen Kräfte

$$E_n : E_m = 150 \pm \alpha_n : 150 \pm \alpha_m.$$

2. Messung der Widerstände (Fig. 159). Die Schienen III und IV sind durch einen Metallstöpsel verbunden, ebenso einzelne der Platten $h_1 - h_4$, so dass zwischen I und II nur ein dem zu messenden Widerstand möglichst leichter Normalwiderstand w_n eingeschaltet ist. Der zu messende Widerstand $x = w_n$ wird zwischen IV und II, die Säule zwischen I und II angefügt. Man dreht den Arm mit der Platinrolle, bis die Galvanometernadel auf Null steht. Befindet sie sich dann auf dem Theilstrich $\pm a$, so erhält sich

$$w_n : w_m = 150 \pm a : 150 = a.$$

3. Soll das Galvanometer zur Messung der Intensität I als Sinussäule dienen, so werden die Platten h alle mit einander verbunden, und die Leitungsdräthe der Kette E , sowie des Stromkreises L in II und IV geklemmt (Fig. 161). Man dreht das Galvanometer auf seinem Zapfen, seine Nadel auf Null steht. Ist dann die an dem Zeiger z abgelesene Ablenkung des Galvanometers gleich γ , so ist $I = \text{const} \sin \gamma$.

In vielen Fällen ist es wichtig, den Widerstand der Multiplikatordrehungen eines Galvanometers zu kennen. Zu dieser Bestimmung kann man sich der in Theil I, §. 164 u. folg. beschriebenen Methoden bedienen, indem man den Multiplikator wie jeden anderen Leiter behandelt und die Intensitäten der Ströme an einem besonderen zweiten Galvanometer an einer Tangentenbussole abliest.

Man kann auch den constanten Strom eines Thermoelementes bei verschiedenen Temperaturdifferenzen seiner Löthstellen durch das Galvanometer leiten und jedesmal durch Einschalten von zwei Dräthen Widerstand w_1 und w_2 sowie w_3 und w_4 die Ablenkungen seiner Nadel auf bestimmte Werthe bringen, welche den Intensitäten I_1 und I_2 entsprechen (rechen¹⁾).

) Henrici, Pogg. Ann. Bd. LXIII, S. 344. 1844*.
 Ledemann, Galvanismus. II.

Ist der Widerstand des Thermoelementes zu vernachlässigen, sind die elektromotorischen Kräfte desselben bei der ungleichen Erwärmung der Lötstellen E_1 und E_2 , ist der Widerstand des Galvanometers g , so hat man die vier Gleichungen

$$I_1 = \frac{E_1}{g + w_1} = \frac{E_2}{g + w_3}; \quad I_2 = \frac{E_1}{g + w_2} = \frac{E_2}{g + w_4}$$

aus denen sich ergibt

$$g = \frac{w_2 w_3 - w_1 w_4}{(w_1 + w_4) - (w_2 + w_3)}$$

Man kann auch den Strom einer Säule S , Fig. 162, zwischen einem Drath a und einem Zweige theilen, der das Galvanometer G und den Rheostaten Z enthält.

Man bringt durch Einstellen des Rheostaten auf zwei Stellungen und r_1 die Ablenkung der Nadel des Galvanometers auf zwei bestimmte Werthe, welche den Intensitäten I und I_1 des dasselbe durchfließenden Stromtheiles entsprechen. Ist dann

die elektromotorische Kraft der Säule	E
der Widerstand des Galvanometers	g
der Widerstand des Drathes a	a
der Widerstand des unverzweigten Theiles der Schliessung	R

so ist

$$I = \frac{E}{R + \frac{a(r + g)}{a + r + g}} \cdot \frac{a}{a + r + g}$$

$$I_1 = \frac{E}{R + \frac{a(r_1 + g)}{a + r_1 + g}} \cdot \frac{a}{a + r_1 + g}$$

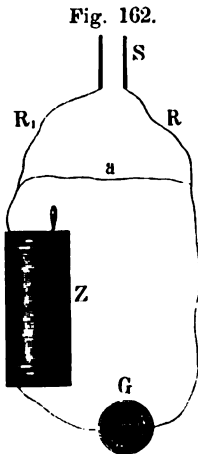


Fig. 162.

Ersetzt man den Drath a durch einen Drath vom Widerstand b , so müssen die Rheostatenlängen r und r_1 in q und q_1 umgeändert werden, um wiederum die den Intensitäten I und I_1 entsprechenden Ausschläge des Galvanometers zu erhalten. Man bekommt dann zwei Gleichungen für I und die von den oben angeführten sich nur durch unterscheiden, dass a durch b , r und durch q und q_1 ersetzt sind. Durch Elimination von a , b , E und R aus den vier Gleichungen erhält man

$$g = \frac{r q_1 - q r_1}{(q - q_1) + (r - r_1)}$$

1) Svanberg, Fortschritte der Physik. 1847. S. 361*.

Die wesentlichste Anwendung des Galvanometers ist die, sich von der Anwesenheit schwacher galvanischer Ströme zu überzeugen und die Richtung derselben zu bestimmen. Am bequemsten geschieht das Letztere, wenn man zuerst die Richtung der Ablenkung des astatischen Systems bestimmt, wenn man mit den zum Multiplicator führenden Leitungsdrähten eine Kupfer- und eine Zinkplatte verbindet und beide gleichzeitig in reines oder schwach saures Wasser taucht. Beim Hindurchleiten von beliebigen galvanischen Strömen durch den Multiplicator kann man aus den beobachteten Ablenkungen stets nach Vergleichung mit der bei diesem Versuch erhaltenen Ablenkung die Richtung der Ströme bestimmen.

Zuweilen hat man zu untersuchen, ob unter einer Reihe von Strömen, die durch das Galvanometer geleitet werden, sich solche vorfinden, welche eine entgegengesetzte Richtung haben, als die Mehrzahl der anderen, oder ob auf einen Strom von einer bestimmten normalen Richtung nämlich ein Strom von der entgegengesetzten Richtung folgt. Zu diesem Zwecke dient die von Faraday zuerst angegebene einseitige Hemmung der Nadel ¹⁾. Man befestigt neben den beiden Enden der Nadel auf dem Multiplicatorrahmen auf der Seite, nach der die Nadel durch die normalen Ströme abgelenkt werden würde, zwei feine Stiftchen, die sie hindern, sich aus ihrer Gleichgewichtslage zu weichen. Wenn dann nach starken normalen Strömen ganz schwache, entgegengesetzt gerichtete folgen, weicht die Nadel nach der freigelassenen Seite aus. Man muss sich zuvor überzeugen, ob nicht die Nadel bei Unterbrechung des normalen Stromes auch schon für sich eine entgegengesetzte Ablenkung zeigt, welche durch die Elasticität der Stiftchen und der Nadel bedingt zu sein könnte.

Eine zweite, indess beschränktere Anwendung des Galvanometers ist die zur Bestimmung der Intensität schwacher Ströme. Diese Bestimmung kann in doppelter Weise geschehen. Die erste Methode ist die, wenn man die Drathwindungen des Galvanometers normal zur Magnetnadel stellt und die Zahl der Schwingungen der letzteren bestimmt, ehe ein messende Strom durch die Windungen geleitet wird, und jene Zahl wiederum bestimmt, während der Strom durch die Windungen geleitet wird. Man leitet den Strom hierbei in der Richtung durch die Windungen, dass die Schwingungszahl vermehrt, die Kraft, durch welche die Nadel ausschwingt, also vergrößert wird ²⁾.

Bezeichnet man die Intensität der horizontalen Componente des Erdmagnetismus mit *H*

das magnetische Moment der Nadel mit *M*

die Intensität des um sie herumgeleiteten Stromes mit *I*

die Zahlen ihrer Schwingungen ohne und mit der Einwirkung des Stromes mit *Z* und *Z*₁

¹⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. IX. §. 1087*. — ²⁾ Fechner, Maassbestimmungen des Stromes, Lehrbuch S. 150*.

so hat man

$$Z = \sqrt{aMH}; \quad Z_1 = \sqrt{aM(H + bI)},$$

wo a und b Constante sind. Hieraus folgt

$$I = \text{const} (Z_1^2 - Z^2).$$

Nach dieser Formel kann man jedesmal die relativen Intensitäten verschieden starker, durch die Multiplicatorwindungen eines Galvanometers geleiteter Ströme bestimmen. — Es tritt hierbei indess eine Fehlerquelle ein. Indem nämlich die Axe der Magnetnadel parallel der Axe der Drathwindungen liegt, wird in ihr während des Durchganges des Stromes durch die Windungen eine bestimmte Quantität von temporärem Magnetismus erregt, durch welche sie sowohl in Folge der erdmagnetischen Anziehung, als auch in Folge des auf sie wirkenden Stromes in den Windungen des Multiplicators schneller schwingt, als ohne diese Erregung. Meist ist diese Einwirkung beim Durchleiten schwächerer Ströme durch die Multiplicatorwindungen zu vernachlässigen, vollständig aber nicht, namentlich nicht bei Messung stärkerer Ströme und bei Multiplicatoren mit vielen Windungen. Als z. B. Fechner¹⁾ hinter einander denselben Strom durch zwei Multiplicatoren leitete, von denen der eine wenige Drathwindungen und in diesen eine astatische Nadel, der andere 66mal mehr Windungen und eine einfache Nadel besass, so schienen die durch die Schwingungszahlen der Nadeln gemessenen Intensitäten bei dem letzteren Apparat schneller zuzunehmen, als bei dem ersteren, da bei der vielfachen Windungszahl des Multiplicators in jenem eine viel stärkere temporäre Magnetisirung der Nadel bewirkt wurde. — Innerhalb der Grenzen der Beobachtungen war diese temporäre Magnetisirung der Strömungsintensität ziemlich proportional. In diesem Falle würde in die Formel noch ein Glied einzuführen sein, welches I^2 enthielte.

240 Die temporäre Magnetisirung der Nadeln fällt ganz fort, wenn ihre Axen parallel der Ebene der Drathwindungen macht und nach dem Hindurchleiten des Stromes durch Torsion des die Nadeln tragenden Fadens dieselben in ihre frühere Ruhelage zurückführt. Dies geschieht, wenn man den Halter, an welchem der Faden befestigt ist, um seine eigene Axe dreht. Liest man vermittelt eines an demselben befestigten Index einer Kreisheilung den Drehungswinkel ab, so ist die Intensität des Stromes diesem Winkel direct proportional. Auf diese Weise hat z. B. Ohm (Theil I, §. 91) seine Intensitätsbestimmungen gemacht. Indess dürfte neuerdings diese Methode nur selten anwenden.

241 Zweckmässiger bestimmt man den Winkel, um welchen das astatische System aus seiner Ruhelage abgelenkt wird, in welcher letzteren die Nadel die Ebene der Ebenen der Windungen des Multiplicatordrathes parallel

¹⁾ Fechner, Pogg. Ann. Bd. LV, S. 189. 1842*.

Indess auch in diesem Falle darf man den Winkel nicht zu gross werden lassen, da dann wiederum eine temporäre Magnetisirung der Nadeln hervortreten könnte ¹⁾.

Innerhalb der ersten 10 bis 20 Grade kann man in vielen Fällen die Tangenten der Ablenkungen des astatischen Systems der Intensität der ablenkenden Ströme annähernd proportional setzen.

Ueber weitere Grenzen hinaus gilt aber das Tangentengesetz durch nicht, wie bei der Tangentenbusssole, da die Windungen den Nadeln zu nahe liegen. Man muss dann zu genaueren Messungen das Galvanometer entweder wie die Sinusbusssole verwenden, oder dasselbe graduiert. — Es hat hierbei keinen Einfluss, wenn das astatische System nicht in der Ebene des magnetischen Meridians schwebt, da man sich dasselbe durch einen kleinen, den grösseren Neigungswinkel der magnetischen Axen der verbundenen Nadeln in irgend einem Winkel theilenden in der Ebene des Meridians befindlichen Magnet ersetzt denken kann, welcher aus seiner Ruhelage durch den Strom um eben so viel Grade abgelenkt wird, wie das astatische System selbst.

Wird das Galvanometer als Sinusbusssole verwendet, d. h. wird 242
 der Multiplicator beim Hindurchleiten des Stromes dem Nadelpaare nachgerichtet, bis seine Windungen dem letzteren wiederum parallel stehen, so kann man die Zunahme der Empfindlichkeit des Instrumentes mit wachsender Astasie des Nadelpaares folgendermaassen bestimmen: Die Drehmomente, welche ein Strom von der Intensität I in den Multiplicatorwindungen auf beide Nadeln, deren Momente M und M_1 seien, ausübt, sind sie den Windungen parallel stehen, seien AM und BM_1 . Ist die Intensität des Stromes I und sind die Windungen um den Winkel α geneigt, wenn sie dem abgelenkten Nadelpaare wieder parallel sind, so ist

$$(AM + BM_1) I = (M - M_1) H \sin \alpha,$$

wo H die horizontale Componente des Erdmagnetismus ist.

Sind M und M_1 wenig von einander verschieden, so kann man $AM + BM_1 = CM$ setzen. Ist dann das Trägheitsmoment des astatischen Systems k , so ist die Schwingungsdauer desselben gegeben durch die Gleichung

$$T = \pi \sqrt{\frac{k}{(M - M_1) H}},$$

$$\sin \alpha = \frac{C I M T^2}{k \pi^2}.$$

Unter sonst gleichen Verhältnissen nimmt also der Sinus des Ablenkungswinkels mit dem Quadrat der Schwingungsdauer des astatischen Systems zu ²⁾.

¹⁾ Vergl. Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 385. 1838°. — ²⁾ Buff, Ann. Chem. u. Pharm. Bd. XC, S. 1. 1854°.

243 Soll das Galvanometer als Tangentenbussole benutzt werden, d. i. bei feststehenden Windungen die Intensität des Stromes aus der Ablenkung des astatischen Nadelpaares bestimmt werden, so muss man das Instrument graduiren. Diese Graduierung kann auf verschiedene Weisen vorgenommen werden.

Einmal kann man nach Becquerel¹⁾ mit dem Multiplicator des Galvanometers eine Thermosäule, z. B. nach Art der von J. Regnaud nutzten (Thl. I, §. 235) verbinden und nun durch Erwärmen von ein oder mehreren und mehreren correspondirenden Löthstellen die elektromotorische Kraft, mithin im vorliegenden Falle auch die Intensität des Stromes in verschiedenen Schliessungskreise auf das Doppelte, Dreifache, n -fache steigern und dieser Zunahme der Intensitäten entsprechenden Ablenkungen der Galvanometernadel bestimmen. Es wird hierbei vorausgesetzt, dass bei gleicher Temperaturdifferenz der Löthstellen die elektromotorische Kraft in verschiedenen Elementen der Thermosäule die gleiche ist, was nicht ganz richtig ist.

Eine zweite, freilich nur bei empfindlichen Galvanometern anzuwendende Methode ist von Melloni²⁾ angegeben. Man verbindet mit dem Multiplicator des Galvanometers eine Thermosäule nach Art der Fig. S. 829, Thl. I gezeichneten. Man stellt vor den beiderseitigen Löthstellen derselben in etwas verschiedenen Abständen zwei Lampen auf, welche durch ihre Strahlung die Löthstellen der Thermosäule erwärmen und so ihr Thermoströme hervorrufen. Man hindert die Strahlung erst der einen dann der anderen Lampe durch einen zwischen dieselbe und die Thermosäule gestellten Schirm und bestimmt die jedesmaligen Ablenkungen α und $-\alpha_1$ (z. B. 24° und 20°) der Nadel des Galvanometers. Man bringt nun beide Lampen zusammen zu strahlen, und erhält einen Thermoström, dessen Intensität der Differenz der Intensitäten der ersten beiden Thermoströme entspricht. Ist dann die Ablenkung der Nadel α_0 (z. B. $5,12^\circ$) so weiss man, dass zwischen den Ablenkungen α und α_1 (20 bis 24°) der Grad der Ablenkung der Nadel gleichwerthig ist $\frac{\alpha_0}{\alpha_1 - \alpha} \left(\frac{5,12}{4} = 1,28 \right)$ Grad der Ablenkung der Nadel vom Nullpunkt.

Man wiederholt diese Versuche, indem man jetzt die Abstände der Lampen so einrichtet, dass die Ablenkungswinkel α_2 und α_3 (z. B. 24 und 28°) werden, und schreitet so fort, bis man für jede Ablenkung der Nadel innerhalb $\pm 90^\circ$ den Werth jedes Grades bestimmt hat.

Diese Methode giebt nur so lange richtige Resultate, als die in der Thermosäule erregte elektromotorische Kraft der Temperaturdifferenz ihrer Löthstellen proportional bleibt, was bekanntlich nur innerhalb gewisser Temperaturgrenzen anzunehmen ist.

¹⁾ Becquerel, *Traité d'Electricité*. T. II, p. 24. 1834*. — ²⁾ Melloni, *de Chim. et de Phys.* T. LIII, p. 5. 1833*; *Pogg. Ann.* Bd. XXXV, S. 131

Ganz ähnliche Methoden sind von Becquerel¹⁾ und Nobili²⁾ angegeben worden. Man wendet bei denselben ein Differentialgalvanometer mit zwei ganz gleichen Windungsreihen an. Man leitet einen constanten Strom durch die eine Windungsreihe; er bringe die Ablenkung α hervor. Dann leitet man einen zweiten Strom durch die zweite Windungsreihe in entgegengesetzter Richtung. Er bringe die Ablenkung $-\alpha_1$ hervor. Lässt man beide Ströme gleichzeitig durch beide Windungsreihen gehen, so zeigt die Nadel die Ablenkung α_0 . Es ist dann die Differenz der Ablenkungen $\alpha_1 - \alpha$ direct der Ablenkung α_0 vom Nullpunkte an gleichwerthig. Leitet man beide Ströme (welche jetzt auch gleiche Intensität haben können) in gleicher Richtung durch die Windungsreihen, so addiren sie ihre Wirkungen und geben die Ablenkung α_2 . Man weiss dann, dass diese Ablenkung der Summe der beiden Ablenkungen α und α_1 , beide vom Nullpunkte an gerechnet, gleichwerthig ist.

Eine andere, zweckmässiger Methode ist von Melloni³⁾ benutzt worden. Er leitet den Strom einer Thermosäule durch ein Galvanometer und verbindet mit den Zuführungsklemmen desselben zwei Quecksilbernapfe, in die er einen Drath einlegt, durch welchen ein Theil des das Galvanometer durchfliessenden Stromes abgezweigt wird. Bringt man nach und nach verschiedene Erwärmung der Thermosäule, z. B. durch rössere Annäherung derselben an einen erhitzten Körper den Ausschlag des Galvanometers vor der Abzweigung auf 5^0 , 10^0 , 15^0 u. s. f., und sind diese Ablenkungen nach Einschaltung des Zweigdrathes resp. α_5 , α_{10} , α_{15} u. s. f., so verhält sich der Werth W_5 der ersten fünf Grade zu dem Werth der ersten zehn Grade W_{10}

$$W_5 : W_{10} = \alpha_5 : \alpha_{10}$$

u. s. f. Man kann auf diese Weise die Werthe der grösseren Ablenkungen auf den Werth der kleineren direct reduciren, so lange die Intensitäten der Ablenkungen α proportional sind. Bei grösseren Ablenkungen muss man die höheren Werthe α ebenfalls nach derselben Methode auf die kleineren reduciren.

Eine weniger empfehlenswerthe Methode ist von Petrina⁴⁾ angegeben worden.

Man leitet den Strom eines constanten Elementes durch eine Rinne voll Quecksilber und senkt in dieselbe in verschiedenen, an einer Scala messbaren Abständen von einander die zum Galvanometer führenden Leitungsdräthe. Kann man die hierbei erfolgende Veränderung der Intensität im unverzweigten Theil der Schliessung der Säule vernachlässigen, so ist die Intensität des durch das Galvanometer fliessenden Stromes

¹⁾ Becquerel, l. c. p. 20*; Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXI, p. 374. 1826*; Pogg. Ann. Bd. IX, S. 346*. — ²⁾ Nobili, Ann. de Chim. et de Phys. T. XLIII, p. 162. 1830*; Pogg. Ann. Bd. XX, S. 226*. — ³⁾ Melloni, La thermochrose, p. 59. Naples 1850*. — ⁴⁾ Petrina, Holger's Zeitschrift, Bd. I, S. 171; Pogg. Ann. Bd. LVII, 111. 1842*.

proportional der Länge der zwischen den Leitungsdräthen befindlichen Quecksilbersäule, und man kann dann direct die Verhältnisse der Ablenkungen der Galvanometernadel auf das Verhältniss dieser Stromintensitäten zurückführen. — Es leuchtet ein, dass dies Verfahren nur annähernd richtige Resultate giebt, da obige Annahme nur innerhalb gewisser Grenzen gemacht werden darf; man müsste denn in den die Säule enthaltenden Zweig der Schliessung noch ein zweites Galvanometer und einen Rheostat einschalten und die Intensität des Stromes in diesem Zweige durch letzteren constant erhalten.

Bei anderen Methoden von Wheatstone¹⁾ muss der Widerstand des Multiplicators des Galvanometers bekannt sein.

1. Man leitet durch das Galvanometer den Strom einer constanten Säule und schaltet nach einander vermittelt des Rheostates in den Schliessungskreis bestimmte Widerstände ein, durch welche die Intensität des Stromes auf $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$ reducirt wird. Man stellt in einer Tabelle diese Intensitäten mit den jedesmal beobachteten Ablenkungen der Galvanometernadel zusammen.

2. Man leitet den Strom der constanten Säule durch das Galvanometer und bestimmt die Ablenkung. Man theilt sodann den Strom zwischen diesem und einem Drathe von gleichem Widerstande, so dass beide neben einander vom Strome durchlaufen werden, fügt zu dem ungetheilten Schliessungsdrathe einen Drath hinzu, dessen Widerstand die Hälfte des Widerstandes des Galvanometers ist, und bestimmt wieder die Ablenkung. — Ist im ersten Falle die elektromotorische Kraft der Säule E , der Widerstand des Drathes des Galvanometers G , der der übrigen Schliessung R , so ist die Intensität I des durch das Galvanometer fliessenden Stromes im ersten Falle

$$I = \frac{E}{R + g}.$$

Im zweiten Falle, wo nur die Hälfte des Stromes durch das Galvanometer fliesst, ist die Intensität desselben in letzterem

$$I_1 = \frac{\frac{1}{2}E}{(R + \frac{1}{2}g) + \frac{1}{2}g} = \frac{1}{2}I.$$

Die Ausschläge der Galvanometernadel entsprechen also dem Verhältniss 2:1 der Stromintensitäten. Diese Bestimmung kann man bei Anwendung verschieden starker Ströme, also bei verschiedenen Ablenkungen der Galvanometernadel vornehmen und so das Instrument graduiren.

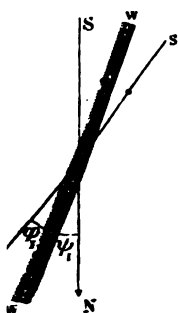
245 Sehr viel praktischer und bequemer sind folgende von Poggen-dorff und Bosscha angegebene Methoden zur Graduierung des Galvanometers.

¹⁾ Wheatstone, Phil. Trans. 1843. Vol. II, p. 327*; Pogg. Ann. Bd. LXII, S. 540*.

Man bedient sich nach Poggendorff¹⁾ eines Galvanometers, bei welchem die Windungen um eine Axe drehbar sind, welche mit dem die leitenden Coconfaden zusammenfällt. Die Drehung der Windungen ist entweder an einem besonderen Theilkreise oder durch einen kleinen Spiegel abgelesen, welcher auf dem auf den Windungen befestigten Kreise spielt.

Während sich die Windungen des Galvanometers in ihrer normalen Lage befinden, bei welcher die Nadel auf den Nullpunkt der auf ihnen angebrachten Theilung einspielt, leitet man durch dieselben einen constanten Strom von der Intensität I , z. B. den Strom einer Thermosäule eines constanten Elementes. Die Ablenkung der Nadel ns aus dem magnetischen Meridian NS (Fig. 163) sei hierbei φ^0 . Man dreht darauf die Windungen W des Galvanometers um verschiedene Winkel $+\psi_1, +\psi_2, +\psi_3, -\psi^1, -\psi^2, -\psi^3$, gegen die Nadel ns hin oder von ihr zurück. Man beobachtet den Theilstrich, auf welchen die Nadel auf dem auf den Windungen befestigten und mit ihnen gedrehten Kreise weist.

Fig. 163.



Er sei um $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3^0$ von dem Nullpunkt des Kreises entfernt. Die Neigung der Nadel gegen den magnetischen Meridian NS beträgt also $\psi_1 + \varphi_1, \psi_2 + \varphi_2 \dots$

Dann würde das Drehungsmoment, welches durch den die Windungen durchfließenden Strom auf die Nadel ausgeübt wird, proportional der Stromintensität und einer noch unbestimmten Function des Winkels zwischen ihr und den Windungen sein, also in den vorliegenden Fällen

$I f(\varphi), I f(\varphi_1), I f(\varphi_2)$ ausgedrückt werden u. s. f. Die Drehungsmomente, welche von dem Erdmagnetismus auf die Nadel in diesen verschiedenen Stellungen ausgeübt werden, sind den Sinus ihrer Neigungswinkel gegen den magnetischen Meridian proportional. Bezeichnet man die horizontale Komponente des Erdmagnetismus, multiplicirt mit einer dem Magnetismus der Nadel abhängigen Constante mit m , so sind sie:

$$m \sin \varphi, m \sin(\psi_1 + \varphi_1), m \sin(\psi_2 + \varphi_2) \text{ u. s. f.}$$

Da die Nadel sich im Gleichgewicht befindet, so müssen die einander gegenwirkenden Drehungsmomente durch die Wirkung des Stromes des Erdmagnetismus einander gleich sein, also:

$$\begin{aligned} I f(\varphi) &= m \sin \varphi, \\ I f(\varphi_1) &= m \sin(\psi_1 + \varphi_1), \\ I f(\varphi_2) &= m \sin(\psi_2 + \varphi_2). \end{aligned}$$

Man kann durch Bestimmung der Winkel φ und ψ demnach das Verhältniss der Drehungsmomente $f(\varphi)$ und $f(\varphi_1)$ u. s. f. berechnen, welche derselbe Strom in verschiedenen Winkelabständen der Nadel von dem Nullpunkt des auf den Drathwindungen befestigten Kreises auf dieselbe ausübt. Bezeichnet man das von einem bestimmten Strom von der Intensität Eins in einem kleinen Winkelabstand von $1 - 2^\circ$ ausgeübte Drehungsmoment mit Eins, so kann man die, beliebig vielen anderen Winkelabständen φ_n entsprechenden, von demselben Strom Eins ausgeübten Drehungsmomente $f(\varphi_n)$ hiernach in einer Tabelle zusammenstellen.

Benutzt man nun das Galvanometer, während seine Windungen sich in der normalen Lage befinden, zur Messung der Intensität I_1 eines Stromes, und wird durch denselben die Nadel um φ_n^0 abgelenkt, so ist das von diesem Strom auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment $I_1 f(\varphi_n)$, wo der Werth $f(\varphi_n)$ der nach obigen Regeln entworfenen Tabelle zu entnehmen ist. Das entgegenwirkende gleiche Drehungsmoment des Erdmagnetismus ist $m \sin \varphi_n$, und man erhält demnach:

$$I_1 = \frac{m \sin \varphi_n}{f(\varphi_n)}.$$

Es hat keine Schwierigkeit, unmittelbar nach dieser Formel eine andere Tabelle zu entwerfen, in welcher neben den verschiedenen Ablenkungen der Nadel des Galvanometers die ihnen entsprechenden relative Intensitäten der ablenkenden Ströme aufgeführt sind. — Eine spezielle Tabelle hier aufzuführen, wie sie z. B. Poggendorff beispielsweise für das von ihm benutzte Galvanometer construirt hat, würde nutzlos sein, da dieselbe für jedes andere Galvanometer selbstverständlich andere Werthe enthalten muss.

246 Eine andere, noch einfachere, von Bosscha ¹⁾ vorgeschlagene Methode der Graduirung des Galvanometers beruht auf einer allgemeineren von demselben Physiker angegebenen Methode, vermittelst deren man das Drehungsmoment d_1 , welches ein beliebiger Stromesleiter A_1 auf die Magnetnadel ausübt, mit dem Drehungsmoment d eines anderen Leiters A unmittelbar vergleichen kann. Man stellt die Leiter A und A_1 auf zwei diametral einander entgegengesetzten Seiten der Magnetnadel auf und verzweigt den Strom einer Säule durch beide so, dass er sie nebeneinander durchfließt, und durch die Einwirkung jedes der beiden Zweigströme W und W_1 die Nadel in entgegengesetzten Richtungen abgelenkt wird. Man fügt nun in den einen Zweig W_1 der Leitung, dessen Wirkung stärker ist, einen Rhoestat ein, und stellt denselben so ein, dass die Nadel auf Null steht. Dann verhalten sich die Intensitäten in beiden Zweigen umgekehrt wie die Widerstände, und ebenso umgekehrt wie die

¹⁾ Bosscha, Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 402. 1854*.

von den Leitern ausgeübten Drehungsmomente. Sind also die Widerstände beider Zweige ϱ und ϱ_1 , so verhält sich

$$d : d_1 = \varrho : \varrho_1 \dots \dots \dots \text{I)}$$

In den Zweig W_1 schaltet man nun einen Drath l ein und dreht den Rheostat zurück, bis die Nadel wieder auf Null kommt. Man hat hierdurch den Widerstand l des Drathes in Rheostatenwindungen bestimmt. Fügt man jetzt den Drath l in den Zweig W ein, so muss man den Rheostat um die Länge l_1 verändern, um die Nadel auf Null zu erhalten. Es verhält sich dann wiederum

$$d : d_1 = \varrho + l : \varrho_1 + l_1 \dots \dots \dots \text{II)}$$

Also nach Gleichung I

$$d : d_1 = l : l_1 \dots \dots \dots \text{III)}$$

Will man mittelst dieser Methode ein Galvanometer graduiren, so verzweigt man den Strom einer Säule zwischen dem Drath A desselben und einem zweiten beliebigen, festen Leiter, z. B. einer Drathspirale A_1 . Man nähert die letztere der Nadel des Galvanometers so weit, bis dieselbe auf ihre Nulllage zurückgeführt ist. Man kann dann durch Einschalten eines Drathes von bekanntem Widerstand l in den Stromzweig des Galvanometers und einer solchen Rheostatenlänge l_1 in den Zweig der Spirale A_1 , dass die Nadel wieder auf Null steht, das Verhältniss der Drehungsmomente d und d_1 des Galvanometerdrathes und der Spirale bestimmen. Es ist:

$$d = d_1 \frac{l}{l_1} \dots \dots \dots 1)$$

Dreht man jetzt den Multiplicator des Galvanometers um einen Winkel α rückwärts gegen die Ablenkung der Nadel aus dem magnetischen Meridian und führt durch Einschalten einer anderen Rheostatenlänge l_α in den Stromkreis der Spirale die Nadel wieder in den magnetischen Meridian auf Null zurück, so ergibt sich das von dem um α gegen die Nadel gedrehten Multiplicatorrahmen auf dieselbe ausgeübte Drehungsmoment:

$$d_\alpha = d_1 \frac{l_\alpha}{l_1} \dots \dots \dots 2)$$

Aus den Gleichungen 1 und 2 folgt:

$$d_\alpha = d \frac{l_\alpha}{l} \dots \dots \dots 3)$$

Wäre die Intensität des durch das Galvanometer gemessenen Stromes direct proportional der Tangente des Ablenkungswinkels ihrer Nadel, so müsste $d_\alpha = d \cdot \cos \alpha$ sein. Ist der aus Gleichung 3 berechnete Werth d_α ein anderer, so dass aus demselben $d_\alpha = C \cdot d \cdot \cos \alpha$ folgte, so wäre die Stromintensität i , welche der Ablenkung α entspricht,

$$i = \frac{\text{const}}{d_\alpha} \sin \alpha = \frac{\text{const}}{C} \text{tg } \alpha \text{ zu setzen. Man kann den zur Correction}$$

erforderlichen Factor C leicht für beliebig viele Ablenkungswinkel α der Nadel aus der Ebene der Windungen des Galvanometers bestimmen. — Dieselbe Methode lässt sich selbstverständlich in ganz gleicher Weise für die Graduierung einer gewöhnlichen Tangentenbusssole verwenden.

Durch die Einführung der Spiegelbussolen ist die Anwendung dieser, immerhin mühevollen Graduationsmethoden des Galvanometers wesentlich beschränkt worden.

247 Das Galvanometer ist nicht geeignet, die mittlere Intensität einer Reihe schnell auf einander folgender und abwechselnd gerichteter Ströme von kurzer Dauer zu bestimmen.

Solche Ströme erhält man z. B. bei den sogenannten Magnetelektrismaschinen und anderen Inductionsapparaten, oder auch durch schnelle Umkehrung der Richtung eines constanten Stromes durch den Inversor (Th. I, §. 85.) Leitet man solche Ströme, welche etwa 12- bis 14mal in der Secunde ihre Richtung wechseln, durch den Multiplicator eines Galvanometers mit astatischer Nadel, so beobachtet man das von Poggendorff¹⁾ zuerst näher untersuchte Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung.

Hindert man die Nadel durch Hemmungen, weiter als 8 bis 10° zu beiden Seiten des Nullpunktes auszuschlagen, so bleibt sie auf dem Nullpunkt stehen oder macht höchstens kleine Oscillationen, die mit der Schnelligkeit des Wechsels der Stromesrichtung abnehmen. Dieses Verhalten ergibt sich unmittelbar daraus, dass die Wirkungen der auf einander folgenden, einander entgegengesetzt gerichteten Ströme sich gegenseitig vernichten.

Ist aber die Nadel nicht in ihren Bewegungen gehemmt, und ist sie vor Einwirkung der abwechselnden Ströme um 8 bis 10° nach der einen oder anderen Seite vom Nullpunkt abgelenkt, so schlägt sie durch die Wirkung jener Ströme bis zu 90° aus und begiebt sich in die Ost-Westlage.

Der Grund dieser Erscheinung liegt in der temporären Magnetisirung der Doppelnadel in der Richtung ihrer Axe, welche stets eintritt, wenn sie nicht den Windungen parallel ist, und zwar in desto höherem Grade, je mehr sie sich der normalen Lage gegen die Windungen nähert.

Es sei das ursprüngliche magnetische Moment der Nadel M , die Intensität der durch das Galvanometer geleiteten Ströme abwechselnd $+I$ und $-I$, je nachdem sie die erste Ablenkung der Nadel vermehren oder vermindern würden. Die bei einer gewissen Ablenkung der Nadel durch jene Ströme in ihr erzeugten temporären magnetischen Momente seien $+m$ und $-m$. Dann werden zwei auf einander folgende Ströme auf die Nadel Drehungsmomente ausüben, welche den Werthen

$$c(M + m)I \text{ und } -c(M - m)I$$

¹⁾ Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 353. 1838*.

entsprechen, wo c eine von dem Ablenkungswinkel u. s. f. abhängige onstante ist. Beide Ströme zusammen üben also auf die Nadel das Drehungsmoment $+ 2cmI$ aus, welches die Nadel im Sinne der ersten Ablenkung weiter dreht. Je kleiner die Intensität I der Ströme ist, desto kleiner ist auch der temporäre Magnetismus m und noch kleiner das Product mI , desto langsamer geht die Nadel in die Ost-Westlage über. — Ist der ursprüngliche Ablenkungswinkel der Nadel Null oder sehr klein, so ist der Werth m verschwindend, und die Nadel bleibt auf Null stehen. — Je grösser ferner der durch einen bestimmten Strom in der Nadel bei einer gegebenen Lage erzeugte temporäre Magnetismus m ist, desto bedeutender ist das Product mI , und desto kräftiger tritt das Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung hervor, so also namentlich, wenn man die aus glashartem Stahl gebildete Doppelnadel durch eine Doppelnadel von weichem Eisen- oder Nickeldrath ersetzt. Diese Nadeln brauchen keinen ursprünglichen permanenten Magnetismus M zu haben, da der die doppelsinnige Ablenkung bedingende Werth $+ 2cmI$ von M unabhängig ist.

Sind die abwechselnd^r gerichteten Ströme nicht gleich stark, so muss der durch dieselben in den Nadeln erregte temporäre Magnetismus so bedeutend sein, dass die Summe der Wechselwirkungen zwischen dem letzteren und den durch das Galvanometer geleiteten Strömen die Differenz der Wirkung dieser Ströme auf den permanenten Magnetismus der Nadeln überwiegt, damit sie das Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung zeigen. Ist die Intensität der in der einen Richtung fließenden Ströme gleich Null, hat man also hierbei nur eine Reihe in gleichem Sinne fließender Ströme von der Intensität $- I$, welche die Nadel nach der ihrer ursprünglichen Ablenkung entgegengesetzten Seite abzulenken streben, so muss das Product mI grösser sein als das Product $- MI$. Die Nadel darf also nur ein sehr geringes permanentes magnetisches Moment M besitzen. Deshalb kann man in diesem Fall das Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung namentlich an Eisennadeln sehr gut beobachten.

Hängt man eine recht harte, unmagnetische Nähnadel an einem Conusfaden in ein Multiplicatorgewinde¹⁾, so dass ihre Axe einen kleinen Winkel mit den Drathwindungen macht, und leitet einen schwachen Strom durch den Multiplicator, so wird die Nadel temporär magnetisch, und trotz ihrer geneigten Stellung gegen die Windungen ist ihr magnetisches Moment in der Richtung ihrer Axe ein Maximum. In Folge dessen stellt sie sich senkrecht gegen die Windungen. Nach Aufhebung des Stromes behält die Nadel nur sehr wenig permanenten Magnetismus und kehrt daher wieder in ihre frühere Lage zurück.

Ausser den Intensitätsbestimmungen kann man mit dem Galvanometer auch ohne besondere Messungen der Stromintensität Wider-

1) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 192. 1841*.

standsbestimmungen vornehmen. Man bedient sich hierzu besonders des Differentialgalvanometers. — Das Wesentliche hierüber haben wir schon Th. I, §. 167 mitgetheilt. Da sich indess alle mit letzterem Apparat auszuführenden Messungen viel einfacher mit Hülfe der Wheatstone'schen Drathcombination ausführen lassen, so sind wir nicht sehr speciell in den Gegenstand eingegangen. — Wir haben schon dort angeführt, dass das Differentialgalvanometer insofern kein sehr zuverlässiges Instrument ist, als die beiden Windungsreihen niemals beim Hindurchleiten des gleichen Stromes durch dieselben ein ganz gleiches Drehungsmoment auf die Magnetnadel ausüben. Man kann sich hiervon überzeugen, wenn man denselben Strom hinter einander in entgegengesetzter Richtung durch beide Windungsreihen leitet. Dabei tritt fast stets eine Ablenkung der Magnetnadel ein. Am besten würde man noch die Drehungsmomente der beiden Windungsreihen gleich machen, wenn man nach Poggendorff die Dräthe derselben vor ihrer Umwindung auf den Multiplicatorrahmen zusammendrillte, oder wenn man die Dräthe in recht grossen Kreisen um die Nadel legte, wo dann die geringen Verschiedenheiten ihrer Lage gegen ihren Abstand von der Nadel verschwinden. Auf diese Weise hat Hankel¹⁾ sein Differentialgalvanometer construirt, in welchem ein kleiner, 3 Zoll langer Magnetstab in der Mitte eines Drathkreises von 3 Fuss Durchmesser schwebt, der aus zwei parallelen Dräthen von je 286 Fuss Länge und 0,14789 Zoll Durchmesser in 28 Umwindungen gebildet war.

Sind die Drehungsmomente d und d_1 , welche die beiden Windungsreihen des Differentialgalvanometers auf die Nadel ausüben, nicht gleich gross, so kann man ihr Verhältniss nach der §. 246 beschriebenen Methode bestimmen. Wird dann der Strom einer Säule in entgegengesetzter Richtung durch die neben einander geschalteten Windungsreihen w und w_1 verzweigt, durch einen in den einen Zweig w_1 eingeführten Rheostaten die Ablenkung der Nadel auf Null gebracht, und darauf in den Zweig w ein Drath von näher zu bestimmendem Widerstand r eingeschaltet, so kann man durch Einfügung der Rheostatenlänge r_1 in den anderen Zweig w_1 die Nadel wieder auf Null zurückführen. Dann verhält sich:

$$r : r_1 = d : d_1.$$

Auf diese Weise könnte man nach Bestimmung des Verhältnisses von d zu d_1 auch den Widerstand r des untersuchten Drathes in Rheostatenlängen bestimmen. Ist das Drehungsmoment d_1 der Windungsreihe w_1 sehr gross gegen das der anderen w (indem z. B. die letztere weiter von der Nadel entfernt ist, als die erstere, so muss das Verhältniss der Widerstände r_1 und r der in Zweig w_1 eingeführten Rheostatenlänge und des untersuchten Drathes in derselben Weise sehr gross sein, damit die Nadel auf Null stehen bleibt²⁾).

Auf diese Weise wäre es möglich, Widerstände von sehr langen und

¹⁾ Hankel, Pogg. Ann. Bd. LXIX, S. 256. 1846*. — ²⁾ Bosscha l. c.; vgl. auch Poggendorff, Monatsber. der Berl. Akad. 1844. S. 403.

innen Dräthen durch einen verhältnissmässig kleinen Rheostaten zu bestimmen. Indess würde man nicht sicher sein, wenn die Drehungsmomente beider Windungsreihen auf die Nadel bei ihrem Stande auf Null ein bestimmtes Verhältniss haben, dass dasselbe Verhältniss beibehält, ein die Nadel ein wenig nach der einen oder anderen Seite von der Nulllage absteht, wie es gewöhnlich bei den Versuchen der Fall ist, namentlich wenn die Windungen nahe an der Nadel sich befinden und letztere gegen den Durchmesser derselben gross ist. Diese Bestimmungsmethode hat somit mehr einen historischen Werth.

Eine fernere Anwendung des Galvanometers ist die zur Bestimmung der Zeitdauer von Strömen. Lässt man einen Strom von einer bestimmten Intensität und von sehr kurzer Dauer durch ein Galvanometer oder eine Tangentenbussole, am zweckmässigsten eine solche mit Spiegelablesung, wie sie §. 205 beschrieben ist, fließen, so dass man die Ablenkung der Nadel während des Verlaufes des Stromes als verwindend klein ansehen kann, so kann man aus der Vergleichung des dabei stattfindenden Ausschlags und der permanenten Ablenkung der Nadel, wenn ein Strom von gleicher Intensität, wie jener, dauernd das Galvanometer durchfließt, die Zeitdauer des Stromes von kurzer Dauer berechnen¹⁾.

Bezeichnet man das magnetische Moment der Nadel mit M
 die horizontale Componente des Erdmagnetismus H
 die Intensität des Stromes I
 die Zeitdauer desselben τ
 den Ausschlag durch denselben x
 den Ausschlag, wenn derselbe Strom permanent wirkt . . . α
 die Schwingungsdauer und das Trägheitsmoment der Nadel T und k ,
 so hat man nach §. 173

$$HM = \frac{\pi^2 k}{T^2} \dots \dots \dots 1)$$

Bei der constanten Ablenkung der Nadel ist, wenn wir die Tangente des Ablenkungswinkels α seinem Bogen gleichsetzen:

$$HM.\alpha = I.M \dots \dots \dots 2)$$

und die Geschwindigkeit C , welche der Strom der Nadel bei seiner kurzen Dauer erteilt, nach §. 211, Gl. 6

$$\frac{\tau IM}{k} = C = \frac{\pi}{T} x + \frac{1}{2} \frac{\pi}{T} \lambda x \dots \dots \dots 3)$$

λ das logarithmische Decrement der Schwingungen der Nadel bezeichnet.

¹⁾ Pouillet, Compt. rend. T. XIX, p. 1384, 1844*; Pogg. Ann. Bd. LXIV, 52*.

Vernachlässigen wir die Dämpfung der Nadel, ist also $\lambda =$ folgt aus den drei Gleichungen die Zeitdauer des Stromes

$$\tau = \frac{Tx}{\pi\alpha}$$

Durch die Messung des Zeitverlaufes der Ströme von kurzer

Fig. 164.



kann man häufig den Zeitra stimmen, welcher zwischen sehr nahe auf einander fol Actionen stattfindet. Man m durch die erste derselben den kreis einer Säule schliessen cher zugleich ein Galvanomet hält, und durch die zweite Stromkreis wieder öffnen u Ausschlag der Nadel des Galv ters bestimmen, der nach de angegebenen Methode die des Stromes, d. i. die Zwisc zwischen beiden Actionen mi

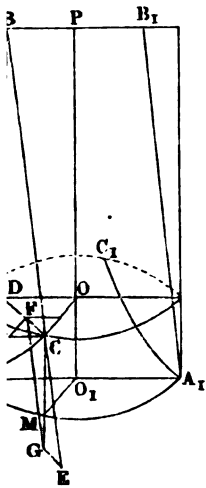
250

Statt die Magnete, wie b bisher beschriebenen Apparat einem oder mehreren Coco aufzuhängen, kann man sie bifilar aufhängen, d. i. ar um einen bestimmten Absta einander entfernten Fäden, Fig. 164. Der Magnet här einer Metallscheibe *cd*, welch auf einer zweiten Metallsche drehen und durch eine Schra Scheibe *ab* wird von einem calen Stäbchen von Metall get an welchem ein Spiegel be ist, um vermittelst der Spieg lung die Stellung des Ma beobachten zu können. Ob eine Metallplatte an dem Sti angebracht, von deren beide ten aus ein Faden über ein in die Decke des Zimmers schraubte Rolle geleitet wird kann leicht den Apparat so

ss sich die Entfernung der Fäden von einander beliebig verändern (vgl. §. 39, in der Beschreibung des Dynamometers).
 igt man einen solchen Magnetstab in einen Multiplicatorrahmen, seine Axe den Windungen desselben parallel ist, und leitet einen urch die letzteren, dass er abgelenkt wird, so addirt sich zu dem en Erdmagnetismus auf den Magnet ausgeübten Drehungsmoment, ihn in den magnetischen Meridian zurückzuführen strebt, noch h die Drehung der den Magnet tragenden Fäden bedingte Dre- oment. Es wird nöthig sein, zum Verständniss einer Reihe von ynamischen Messmethoden, die auf der bifilaren Suspension beru- rz die einfachsten Verhältnisse derselben anzugeben¹⁾.

r nehmen an, dass der an den Fäden aufgehängte Körper symme- 251 t, und seine Symmetrieaxe in die verticale Linie PO (Fig. 165)

Fig. 165.



fällt, welche sich gerade in der Mitte zwischen den beiden Aufhängungsfäden AB und A_1B_1 befindet. Der Abstand der Fäden an ihren Aufhängungspunkten BB_1 sei gleich $2b$, der an ihren Anknüpfungspunkten AA_1 an den Körper gleich $2a$. Das Gewicht des von ihnen getragenen Körpers sei P .

Wird der Körper durch irgend eine Kraft um den kleinen Winkel $MO_1A = \varphi$ gedreht, so hebt sich dabei der Punkt A des Fadens AB in einem Bogen AC , welcher in den um OP mit dem Radius O_1A beschriebenen Cylindermantel fällt. An dem Punkt C wirkt das halbe Gewicht

$$CG = \frac{P}{2}$$

der an den beiden Fäden hängen- den Masse. Fällt man von B ein Loth BD auf die Kreisebene O , die man senk- gegen die Linie OP durch den Punkt C gelegt hat, so kann

Kraft $\frac{P}{2}$ in der durch BD und C gelegten Verticalebene in Komponenten CE und CF zerlegen, von denen die erstere den C spannt, die letztere in der Richtung von CD wirkt. Nun ist

$$CE = \frac{CG}{\cos ECG} = \frac{CG}{\cos CBD} = \frac{CG \cdot BC}{BD}$$

$$CF = CG \cdot \text{tg} FGC = CG \cdot \text{tg} CBD = \frac{CG \cdot DC}{BD}$$

ie genaueren Angaben s. Gauss und W. Weber, Resultate 1837. S. 20*;
 *; und eine ausführliche Arbeit von Dr. Chr. Stähelin: Die Lehre der
 mann, Galvanismus. II.

Zerlegt man die Kraft CF in der Horizontalebene in eine Componente nach der Richtung CO und eine zweite Componente CN , die der Richtung der Tangente des Kreisbogens JC wirkt, so ist

$$CN = CF \cdot \sin DCO = \frac{CG \cdot DC}{BD} \sin DCO.$$

In $\triangle DCO$ ist aber $\sin DCO : \sin DOC = DO : DC$
d. i.

$$\sin DCO = \frac{DO \sin DOC}{DC} = \frac{DO \sin \varphi}{DC},$$

daher

$$CN = \frac{CG \cdot DO}{BD} \cdot \sin \varphi.$$

Nun ist $DO = b$, $BD^2 = BC^2 - DC^2$. Ferner ist $BC =$ Ist der verticale Abstand der Linien BB , und AA , $HA = h$, $BA^2 = h^2 + (a - b)^2$. Ebenso ist $DC^2 = a^2 + b^2 - 2ab \cos \varphi$
also

$$BD = \sqrt{h^2 + (a - b)^2 - (a^2 + b^2 - 2ab \cos \varphi)} = \sqrt{h^2 - 2ab(1 - \cos \varphi)}$$

d. i.

$$CN = \frac{P}{2} \cdot \frac{b \cdot \sin \varphi}{\sqrt{h^2 - 2ab(1 - \cos \varphi)}}.$$

Einen gleichen Ausdruck hätten wir für die entsprechende, an unteren Ende des zweiten Fadens wirkende Kraft erhalten.

Der Abstand der unteren Punkte beider Fäden, d. i. der Hebe an welchem die Kräfte CN wirken, ist $2a$, also das denselben in frühere Gleichgewichtslage zurückführende Kräftepaar („das rückbende Drehungsmoment der Schwere“):

$$\Delta = \frac{Pab \cdot \sin \varphi}{\sqrt{h^2 - 2ab(1 - \cos \varphi)}}.$$

Sind die Werthe a und b gegen h klein und ebenso Winkel φ wie dies in allen in der Praxis vorkommenden Fällen stattfindet, so circirt sich das Kräftepaar auf

$$\Delta_0 = \frac{Pab}{h} \sin \varphi.$$

Ist der an den Fäden hängende Körper um 90° herumgedreht wird dieses Kräftepaar ein Maximum. Es ist dann dieses „statische Directionsmoment“:

$$D = \frac{Pab}{h}.$$

Es ist also das rücktreibende Moment der Schwere gleich dem statischen Directionsmomente, multiplicirt mit dem Sinus des Ablenkungswinkels.

Wirkt nun irgend ein beliebiges, in der Horizontalebene angreifendes Kräftepaar Δ_1 , ablenkend auf den an den Fäden aufgehängten Körper ein, so wird er sich stets um einen solchen Winkel ϱ drehen, dass

$$\Delta_1 = \Delta_0 = \frac{Pab}{h} \sin \varrho = D \sin \varrho$$

ist. Die Ablenkung ϱ wird also um so grösser, je kleiner das Gewicht P des an die Fäden gehängten Körpers und je kleiner die Horizontalabstände a und b der Befestigungspunkte der Fäden im Verhältniss zu dem verticalen Abstände h derselben sind.

Berechnet man die Beschleunigung, welche der Körper durch das rückführende Drehungsmoment der Schwerkraft in horizontaler Richtung erleidet und ist dabei der Winkel ϱ klein, so kann man $\sin \varrho = \varrho$ setzen. Ist das Trägheitsmoment des angehängten Körpers k , die Schwingungsdauer des Körpers T , so erhält man ohne Berücksichtigung der Bewegungshindernisse die Gleichung der Schwingungen

$$\frac{d^2 \varrho}{dt^2} = \frac{Pab}{hk} \varrho = \frac{D}{k} \varrho.$$

Hieraus folgt die Schwingungsdauer

$$T = \pi \sqrt{\frac{hk}{Pab}} = \pi \sqrt{\frac{k}{D}}.$$

Ist bei grösseren Schwingungsweiten G die Schwingungsdauer T_1 beobachtet, so findet man die auf unendlich kleine Bogen reducirte Schwingungsdauer nach der Formel

$$T_0 = T_1 \left(1 - \frac{G^2}{64}\right);$$

Es analog wie bei den Schwingungen des Pendels oder eines an einem Faden aufgehängten Magnetes. Hat man die Schwingungsdauer und, wie §. 181 angegeben, auch das Trägheitsmoment des bifilar aufgehängten Körpers bestimmt, so erhält man hierbei zugleich das statische Directionsmoment D .

Die Bifilarsuspension wird bei elektromagnetischen Bestimmungen 252 der Stromintensität hauptsächlich in der Weise anzuwenden sein, dass man durch dieselbe den der Einwirkung des Stromes unterworfenen Magnet in eine Lage bringt, in welcher der Erdmagnetismus schwach auf ihn wirkt und deshalb ein Strom, der durch einen Multiplikator geleitet wird, dessen Windungen der Axe des Magnets parallel sind, letzteren bedeutend ablenkt.

Dies geschieht, indem man den Magnet an der ihn tragenden Drehscheibe (Fig. 164) in die verkehrte Lage bringt, d. i. ihn so dreht, dass sein Nordpol nach Süd, sein Südpol nach Nord gekehrt ist.

Ist das von der Bifilarsuspension auf den Magnet ausgeübte statische Directionsmoment D , das magnetische Moment des Magnetes M , die horizontale Componente des Erdmagnetismus H , so ist bei einer Ablenkung des Magnetes um φ^0 das auf ihn ausgeübte Drehungsmoment

$$(MH - D)\sin \varphi.$$

Durch Vergrößerung von D , also durch Vergrößerung des Abstands der beiden den Magnet tragenden Fäden kann man es leicht erreichen, dass das statische Directionsmoment $MH - D$ klein wird, also nur einen aliquoten Theil von MH , z. B. $\frac{1}{10}$ beträgt. Legt man dann den Magnet einige Drathwindungen, deren Ebenen seiner Axe parallel sind, und leitet durch diese einen Strom von der Intensität I , so wird der Magnet um einen Winkel φ abgelenkt, der durch die Gleichung

$$I \cos \varphi = (MH - D)\sin \varphi$$

bestimmt ist.

Der Winkel α wird durch die Spiegelablesung bestimmt.

Je kleiner die Directionskraft $MH - D$ ist, desto grösser wird bei gleicher Stromintensität der Ablenkungswinkel φ . Man kann auf die Weise ein Bifilargalvanometer herstellen, bei welchem die Astasirung des Magnetes durch die Bifilarsuspension bewirkt ist, und bei dem man den Betrag der Astasirung, d. i. die Verminderung der Directionskraft genau bestimmen, also auch genaue und auf absolutes Maass (s. unter reducirbare Messungen der Stromintensität) vornehmen kann. — Ueber die störenden Umstände hierbei vergl. §. 257. —

253 Ausser den bisher beschriebenen elektromagnetischen Messapparate hat man auch elektrodynamische Messapparate verwendet, indem man Drathspiralen aufhängte, durch welche man die Ströme leitete, um ihre Schwingungen oder Einstellungen beobachtete, sei es unter Einfluss des Erdmagnetismus, sei es, wie bei dem Elektrodynamometer, unter Einfluss einer zweiten festen, vom Strom durchflossenen Spirale. Man hat hierbei die Spiralen, um ihnen eine bestimmte Directionskraft zu geben, stets bifilar aufgehängt.

Die Messung der Stromintensität mit diesen Apparaten kann in verschiedener Weise geschehen:

1. Man hängt eine Drathrolle, welche mit Spiegel u. s. f. versehen ist, an zwei Dräthen bifilar, wie es §. 39 u. flgde. beschrieben ist, in transversaler Lage, d. h. so auf, dass ihre Axe auf der Ebene des magnetischen Meridians senkrecht steht. Leitet man vermittelst der Aufhängedräthe durch dieselbe einen Strom von der Intensität I , so können wir die einzelnen Windungen der Spirale als in sich geschlossen ansehen und jede derselben durch einen kleinen Magnet von gleichem Moment an

setzen. Die Spirale entspricht dann einem Magnet vom Moment $F \cdot I$, wo F der von ihren Windungen umschlossene Flächenraum ist. Sie werde durch die Einwirkung des Erdmagnetismus um einen Winkel ϱ abgelenkt. Das auf dieselbe durch die horizontale Componente H des Erdmagnetismus ausgeübte Drehungsmoment ist $F I H \cos \varrho$; das rücktreibende Drehungsmoment der Schwere aber $D \sin \varrho$, wo D das statische Directionsmoment der Bifilarrolle ist. Im Gleichgewichtszustande der Rolle hat man

$$I = \frac{D}{FH} \operatorname{tg} \varrho.$$

Die Intensität des Stromes ist also der Tangente des Ablenkungswinkels der Bifilarrolle proportional¹⁾.

2. Eine zweite Art der Messung ist folgende:

254

Man hängt eine Spirale bifilar so auf, dass sie mit ihrer Axe von Nord nach Süd gerichtet ist, und leitet durch dieselbe den zu untersuchenden Strom in der Richtung, dass sie ihre Lage bewahrt. Wir wollen diese Lage der Spirale die natürliche Lage nennen.

Es sei die horizontale Componente des Erdmagnetismus H , die Intensität des Stromes in elektromagnetischem Maass (s. w. u.) gleich I , der von den Windungen der Spirale umschlossene Flächenraum F . Das statische Directionsmoment der Rolle wäre mithin $D + F I H$. Wird die Spirale durch eine äussere Kraft um den Winkel ϱ aus ihrer natürlichen Lage abgelenkt, so wird sie sich unter dem gemeinsamen Einflusse des Stromes und der Schwerkraft in ihre Gleichgewichtslage zurückgeben durch die Wirkung der vereinten Drehungsmomente

$$(D + F I H) \sin \varrho.$$

Ist der Winkel ϱ klein, so ergibt sich für unendlich kleine Bogen die Schwingungsdauer der Spirale, deren Trägheitsmoment k ist,

$$T_1 = \pi \sqrt{\frac{k}{D + F I H}}.$$

Aus der Beobachtung des Werthes der Schwingungsdauer T_1 und T_0 vor und während des Hindurchleitens des Stromes kann man den Werth $F I H$ und daraus I bestimmen.

Würde durch die Spirale in entgegengesetzter Richtung der Strom geleitet, ist also dieselbe in verkehrter Lage aufgehängt, so wäre bei einer Ablenkung derselben um ϱ^0 das Drehungsmoment durch den Strom

$$- F I H \sin (180 - \varrho), = - F I H \sin \varrho,$$

welches sie um 180^0 aus ihrer Lage zu drehen strebt. Das statische Directionsmoment wäre wieder

$$D - F I H$$

¹⁾ Weber, Resultate des magnet. Vereins. 1840. S. 91*.

und die Schwingungsdauer

$$T_2 = \pi \sqrt{\frac{k}{D - FIIH}}$$

Die Directionsmomente in der natürlichen und verkehrten Lage sind also

$$d_1 = D + FIIH = \frac{\pi^2 k}{T_1^2} \text{ und } d_2 = D - FIIH = \frac{\pi^2 k}{T_2^2}$$

Es verhält sich also

$$D : FIIH = T_2^2 + T_1^2 : T_2^2 - T_1^2$$

255 3. Bringt man über der bifilar aufgehängten Spirale, deren Axe mit dem magnetischen Meridian zusammenfällt, eine zweite Spirale an, deren Axe senkrecht auf der Ebene des Meridians steht, wie z. B. bei dem §. 39 beschriebenen Elektrodynamometer, und leitet durch beide Spiralen einen Strom hinter einander, so wird die Bifilarrolle um einen Winkel α abgelenkt, so dass das von dem Strome in der festen Rolle ausgeübte Drehungsmoment dem durch die Schwerkraft und den Erdmagnetismus auf die Bifilarrolle ausgeübten Drehungsmoment gleich ist.

Ist die Intensität des Stromes gleich I , so wird der Winkel α bestimmt durch die Gleichung

$$I^2 \cos \alpha \cdot \text{const} = d \cdot \sin \alpha$$

Keht man die Richtung des Stromes in beiden Rollen um, so bleibt die Richtung der Ablenkung der Bifilarrolle ungeändert. — Es eignet sich daher das Elektrodynamometer vorzüglich zur Bestimmung der mittleren Intensität einer Reihe alternirender Ströme. Indess ist bei genaueren Messungen zu berücksichtigen, dass bei wechselnder Stromerichtung die Bifilarrolle sich abwechselnd in der natürlichen und verkehrten Lage befindet und so das Directionsmoment d verschieden ist. Bei schwachen Strömen ist dieser Unterschied zu vernachlässigen. Bei stärkeren muss man die Directionsmomente bestimmen, indem man zuerst nach einander Ströme von gleicher Intensität in entgegengesetzter Richtung durch das Dynamometer leitet und die Schwingungsdauer bestimmt. Man erhält dann das Verhältniss der Directionsmomente in beiden Fällen¹⁾ (vergl. indess auch §. 257).

256 Das Elektrodynamometer ist geeignet, gleichzeitig die Intensität und die Dauer sehr schnell verlaufender Ströme zu bestimmen.

Leitet man einen solchen, die kurze Zeit τ dauernden Strom hinter einander durch eine Tangentenbussole oder ein Galvanometer, dessen Magnet das magnetische Moment M , das Trägheitsmoment K besitzt, und durch die bifilare und feste Rolle des Dynamometers, dessen Bifilarrolle

¹⁾ W. Weber, Elektrodyn. Maassbestimmungen Th. I, S. 76. 1846*.

das Trägheitsmoment k besitzt, so ist die Winkelgeschwindigkeit C , welche dem Magnet im Galvanometer, und die Winkelgeschwindigkeit c , welche der Bifilarrolle ertheilt wird:

$$C = \frac{AM}{K} I\tau, \quad c = \frac{a}{k} I^2\tau,$$

wo A und a Constante, I die Intensität des Stromes ist. Wir setzen hierbei voraus, dass der Magnet und die Bifilarrolle während der Dauer des Stromes ihren Stand nicht ändern. Der momentane Strom werde durch die Apparate geleitet, während dieselben in ihrer Ruhelage sind. Sind dann die durch den Strom hervorgebrachten Elongationen des Magnets und der Bifilarrolle X und x , die Schwingungsdauern derselben T und t , so ist nach §. 217, Gl. 6.

$$C = \frac{\pi}{T} X = \frac{AM}{K} I\tau, \quad c = \frac{\pi}{t} x = \frac{a}{k} I^2\tau,$$

also

$$I\tau = \frac{K\pi X}{TAM}, \quad I^2\tau = \frac{k\pi x}{at}.$$

Leiten wir durch beide Apparate einen dauernden Strom, dessen Intensität wir als Einheit annehmen, und der den Magnet um \mathcal{A} , die Bifilarrolle um δ dauernd ablenkt, so erhalten wir nach §. 249, 1 und 2:

$$AM = \frac{\pi^2 K}{T^2} \mathcal{A}, \quad a = \frac{\pi^2 k}{t^2} \delta, \text{ also}$$

$$I\tau = \frac{XT}{\pi\mathcal{A}}, \quad I^2\tau = \frac{xt}{\pi\delta}, \text{ d. i.}$$

$$I = \frac{xt\mathcal{A}}{XT\delta}, \quad \tau = \frac{X^2 T^2 \delta}{\pi xt \mathcal{A}^2}.$$

Man hat also die Schwingungsdauern T und t , die durch den momentanen Strom bewirkten Elongationen X und x , und die durch den dauernden Strom von der Intensität Eins bewirkten permanenten Ablenkungen \mathcal{A} und δ des Magnets und der Bifilarrolle zu bestimmen, zugleich die Zeitdauer und Intensität des momentanen Stromes nach diesen Formeln zu finden.

Bei der Anwendung der Bifilarsuspension zu den eben erwähnten Zwecken muss man indess mit sehr grosser Vorsicht verfahren, da zu der Wirkung der Schwerkraft, welche die aufgehängten Magnete und Rollen in ihre Ruhelage zurücktreibt, stets noch die Torsion der sie stützenden Fäden und Dräthe hinzukommt. Nur wenn die aufgehängten Magnete und Spiralen sehr schwer und die Aufhängungsdräthe sehr lang sind, die Torsion also gegen die rücktreibende Kraft der Schwere ganz vernachlässigen ist, erhält man sichere Resultate. Sonst können aus der Torsionswirkung erhebliche Fehlerquellen ergeben¹⁾. Wendet

¹⁾ Vergl. hierüber G. Wiedemann, Pogg. Ann. Bl. CXXVI, S. 6. 1865*.

man zur Aufhängung harte Dräthe an, z. B. von Neusilber, bei denen die elastische Nachwirkung oder die nach Aufhebung der ablenkenden Kräfte zurückbleibende permanente Torsion verschwindend ist, so wird bei einer Drehung des bifilar aufgehängten Körpers um einen Winkel ρ auch jeder der Aufhänge dräthe um denselben Winkel gedreht und die Kraft der Torsion tritt ebenso hervor, wie wenn der Körper nur an einem Drath unifilar aufgehängt wäre. Sie ist also jedenfalls zu bestimmen und zu berücksichtigen. — Verwendet man zur Aufhängung lange ganz weiche Dräthe, z. B. ausgeglühte 1^m lange, dünne Kupfer- oder Silberdräthe von etwa 0,1^{mm} Dicke, so behalten sie nach der Drehung des bifilar aufgehängten Körpers eine bedeutende permanente Torsion bei, die durch die rücktreibende Kraft der Schwere nicht völlig aufgehoben wird; der abgelenkte Körper behält eine permanente Ablenkung. — Es wäre deshalb vielleicht nicht unzweckmässig, statt der Bifilarsuspension bei leichteren Drathrollen und Magneten einfach die Aufhängung an einem sehr elastischen, harten Neusilber- oder Stahldrath vorzunehmen und etwa durch diesen und einen von der Rolle nach unten geleiteten, gut centrirten und in Quecksilber- oder Kupfervitriollösung tauchenden Kupferdrath oder durch zwei solche Dräthe die Leitung zu vermitteln. Die rücktreibende Kraft der Torsion ist leicht aus Schwingungsbeobachtungen abzuleiten.

Die elektrodynamische Waage von Cazin, an deren einem Arm eine horizontal liegende Drathrolle über einer zweiten eben solchen Drathrolle hängt, und welche in gleicher Weise wie das Elektrodynamometer zur Strommessung dienen kann, haben wir schon §. 44 beschrieben.

III. Zurückführung der Messungen der Stromintensität auf absolutes Maass.

258 Die verschiedenen, mittelst der erwähnten Apparate vorgenommenen elektromagnetischen Messungen der Stromintensität sind auf ein einheitliches „absolutes“ elektromagnetisches Maass zu reduciren, indem man die Wirkungen der geschlossenen Ströme mit der Wirkung eines Magnets in die Ferne vergleicht.

Wir haben schon §. 160 u. flgde. implicite ein solches Maass angewendet, indem wir daselbst die Constante, mit der die Stromeswirkung zu multipliciren war, gleich Eins setzten. Wir bezeichnen dem entsprechend die in elektromagnetischem Maasse gemessene Intensität eines Stromes als Einheit, wenn derselbe in der Ebene der Flächeneinheit umfließt und dabei auf einen Magnetpol gerade so wirkt, wie ein unendlich kleiner Magnet vom Moment Eins, dessen Axe auf seiner Ebene senkrecht steht.

Es ist sehr wohl zu beachten, dass das hier aufgestellte elektromagnetische Maass der Stromintensität ein wesentlich anderes ist, als das, was

ches wir §. 21 in Betreff der elektrodynamischen Erscheinungen aufgestellt haben, wie sich dies aus Betrachtung der Formeln, §. 110, ergibt. Eine genauere Vergleichung dieser und anderer Maasse siehe im Schlusscapitel.

Bei zweien der oben beschriebenen Apparate ergibt sich die Messung der Intensität nach elektromagnetischem Maass unmittelbar, nämlich bei der transversal aufgehängten Bifilarrolle und der Tangentenbussole¹⁾. Wenn das statische Directionsmoment der transversal aufgehängten Bifilarrolle gleich D , der von ihren Windungen umschlossene Flächenraum gleich F , die Intensität des sie durchfliessenden Stromes gleich I , die horizontale Componente des Erdmagnetismus gleich H ist, und dieselbe um ϱ^0 abgelenkt wird, so erhalten wir (§. 253):

$$IF.H = Dtg\varrho.$$

Wird F in Einheiten der Fläche (Quadratmillimetern), I in Einheiten der Stromintensität gemessen, so stellt nach der obigen Definition IF das Moment M eines Magnets dar, welcher mit der Bifilarrolle äquivalent ist. Würde dieser in ganz gleicher Weise wie die Spirale bifilar aufgehängt, so dass auch das Directionsmoment D dasselbe bliebe, so würde er ebenfalls um Winkel ϱ durch den Erdmagnetismus abgelenkt, und wir hätten $M.H = Dtg\varrho$.

Wir erhalten mithin, wenn auch die zur Bestimmung von D erforderlichen Grössen in Längen- und Gewichtseinheiten gegeben sind, und die horizontale Componente H des Erdmagnetismus in absolutem Maass bekannt ist, die Intensität I des Stromes gleichfalls auf eine sehr einfache und directe Weise in absolutem elektromagnetischem Maass.

Eine zweite Bestimmung der elektromagnetischen Intensität eines Stromes ist mittelst der Tangentenbussole möglich. 260

Ist ein Kreisstrom A vom Radius b gegeben, der in der Ebene des magnetischen Meridians liegend, auf die in seiner Axe in der Entfernung R von seinem Umkreis liegende kleine Magnetnadel B wirkt, deren magnetisches Moment m sei, so ist das von demselben auf die Pole der Nadel ausgeübte Drehungsmoment in der Richtung der Axe AB nach §. 160

$$D = c \frac{2\pi b^2 i m}{R^3}.$$

Ein unendlich kleiner Magnet vom Moment M , dessen Axe AB ist, und der aus der Entfernung R auf die Magnetnadel in B wirkt, übt auf dieselbe das Drehungsmoment:

$$D = \frac{2 M m}{R^3} \dots \dots \dots 2)$$

us (§. 175).

1) W. Weber, Pogg. Ann. Bd. LV, S. 27. 1842*.

Die beiden Ausdrücke für die Wirkung des Kreisstromes und dieses Magnets werden identisch, wenn

$$M = c \pi b^2 i \dots\dots\dots 3)$$

Dieser Ausdruck wäre also das magnetische Moment des Kreisstromes.

Wenn der Flächenraum des Stromes gleich Eins, die Intensität desselben nach elektromagnetischem Maass gemessen gleich Eins ist, so wäre ihm auch ein Magnet vom Moment Eins äquivalent. Dann ist also in 3):

$$M = 1, i = 1, \pi b^2 = 1,$$

also auch $c = 1$, wie wir schon §. 160 u. figde. angenommen haben.

Wird nun die Nadel durch den Strom i um den Winkel α abgelenkt, und ist die horizontale Componente des Erdmagnetismus gleich H , so ist, wenn die Nadel eine constante Ablenkung angenommen hat:

$$D \cdot \cos \alpha = m H \cdot \sin \alpha,$$

d. i.

$$i = \frac{R^3}{2 \pi b^2} H \operatorname{tg} \alpha \dots\dots\dots 4)$$

wo i in elektromagnetischem Maasse gemessen ist, wenn H in dem gleichen Maasse, b und R in Längeneinheiten gegeben sind.

Fällt, wie bei der gewöhnlichen Tangentenbussole, der Mittelpunkt der Nadel mit dem des Drathkreises zusammen, so ist $R = b$, also die in elektromagnetischem Maasse gemessene Intensität:

$$i = \frac{b}{2 \pi} H \operatorname{tg} \alpha \dots\dots\dots 5)$$

wie wir diese Formel schon §. 161 erhalten haben.

261 Bei anderen Messapparaten wird man am zweckmässigsten die beobachteten Werthe der Intensitäten auf elektromagnetisches Maass reduciren, indem man einen constanten Strom zu gleicher Zeit hinter einander durch dieselben und eine Bifilarrolle oder eine einfache Tangentenbussole leitet, vermittelt deren die Intensität leicht nach elektromagnetischem Maasse bestimmt werden kann. Beobachtet man die Angaben der beiden in den Stromkreis eingefügten Apparate, so kann man den Reductionsfactor bestimmen, mit dem man die an jenen Messapparaten beobachteten Intensitäten multipliciren muss, um sie auf das elektromagnetische Maass zu reduciren¹⁾.

262 Schaltet man in den Schliessungskreis eines Stromes von der absoluten Intensität I gleichzeitig eine transversal aufgehängte Bifilarrolle

¹⁾ Den Reductionsfactor k einer Tangentenbussole könnte man nach **Wasmuth** (Pogg. Ann. Ergbd. V, S. 167, 1871*. Carl's Repert. Bd. VI, S. 137. 1870.) auch in der Weise bestimmen, dass man sie, wie bei der Bestimmung der elektromotorischen Kraft E_{II} einer Kette nach der Poggendorff'schen Compensationsmethode (Bd. I, §. 237)

und eine Tangentenbussole von der einen oder anderen Construction ein, welche beide Apparate unmittelbar die absolute Intensität abzulesen gestatten, so ist unter Beibehaltung der Bezeichnungen der vorigen Paragraphen:

für die Bifilarrolle
$$I = \frac{D}{F H} \operatorname{tg} \varrho,$$

für die Tangentenbussole
$$I = \frac{R^3}{2 \pi b^2} H \cdot \operatorname{tg} \alpha \left(\text{oder} = \frac{b}{2 \pi} H \operatorname{tg} \alpha \right).$$

Aus diesen beiden beobachteten Werthen kann man die absolute Intensität I des Stromes ableiten:

$$I = \sqrt{\frac{D R^3}{2 \pi F b^2} \operatorname{tg} \varrho \operatorname{tg} \alpha} \left(\text{oder} = \sqrt{\frac{D b}{2 \pi F} \operatorname{tg} \varrho \operatorname{tg} \alpha} \right).$$

Man hat auf diese Weise ein leichtes Mittel, ohne eine besondere, immerhin weitläufige Bestimmung der horizontalen Componente des Erdmagnetismus die durch die Ablenkungen der Bifilarrolle oder der Nadel der Tangentenbussole erhaltenen Werthe der Intensität in elektromagnetischem Maasse auszudrücken. Zugleich erhält man dann auch die horizontale Componente des Erdmagnetismus aus obigen Gleichungen:

$$H = \sqrt{\frac{2 \pi D b^3 \operatorname{tg} \varrho}{F R^3 \operatorname{tg} \alpha}} \left(\text{oder} = \sqrt{\frac{2 \pi D \operatorname{tg} \varrho}{F b \operatorname{tg} \alpha}} \right).$$

Die Formeln in den Klammern beziehen sich auf eine Tangentenbussole, bei welcher die Nadel in der Ebene des Drathkreises vom Radius r sich befindet, die vor denselben auf eine Tangentenbussole, bei welcher die Nadel vor der Ebene des Drathkreises im Abstand R von seinem Mittelpunkte liegt¹⁾.

Wir erwähnen schliesslich der folgenden, von von Feilitzsch²⁾ angegebenen Methode zur Messung der absoluten Intensität eines Stromes. 263

Man stellt eine kleine Magnetenadel m auf der Mitte eines horizontalen Lineals AB (Fig. 166 a. f. S.) auf, welches senkrecht gegen den magnetischen Meridian gerichtet ist. Den zu untersuchenden Strom leitet man

unter der Nadel durch eine Brückenschliessung einschaltet. Ist der Widerstand der Brückenschliessung r , so ist die absolute Intensität I in derselben, welche aus dem Ausschlag α der Tangentenbussole bestimmt

$$I = k \cdot \operatorname{tg} \alpha = \frac{E}{r}, \text{ d. h.}$$

$$k = \frac{E}{r \operatorname{tg} \alpha}.$$

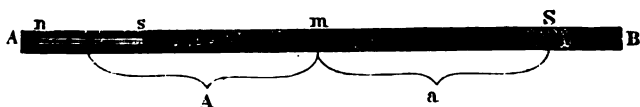
Man müsste also die elektromotorische Kraft der gemessenen Kette (eines Daniell'schen Elementes), so wie der Widerstand r der Brückenschliessung mit der Tangentenbussole bestimmen. Man kann auch den bestimmten Maasssystem, z. B. dem elektromagnetischen bekannt sein, dann kann man sich der für diese Einheiten gültige Reductionsfactor unmittelbar.

¹⁾ Neumann, vergl. Wild, Züricher Vierteljahrsschrift. 1857. S. 241*. — ²⁾ von Feilitzsch, Pogg. Ann. Bd. LXXVIII, S. 21. 1849*; Bd. LXXIX, S. 564. 1850*.

durch eine Spirale S , welche man auf das Lineal so legt, dass ihre A dem Lineal parallel wird, und sie so die Magnetnadel ablenkt. N schiebt man einen Magnetstab $n s$ von bekanntem magnetischen Moment von der anderen Seite auf dem Lineal gegen die Magnetnadel hin, dieselbe wieder im magnetischen Meridian steht.

Ist die Intensität des Stromes in der Spirale I , der von ihren Windungen umschlossene Flächenraum F , die Länge der Spirale $2l$, so sie, wenn ihre Windungen eng sind, annähernd gleichwerthig mit ein Magnet von gleicher Länge, dessen Moment durch den Werth FI gestellt ist. Ist der Abstand der Pole des Magnetes, welcher die V

Fig. 166.



kung der Spirale compensirt, gleich $2L$, sein magnetisches Moment gleich M , sind die Abstände der Mitten der Spirale und des Magnetes dem Mittelpunkt der kleinen Magnetnadel a und A , so ist der an den Polen des Magnetes angehäufte Magnetismus $\frac{M}{2L}$ und wir haben Gleichung:

$$\frac{M}{2L} \left(\frac{1}{(A+L)^2} - \frac{1}{(A-L)^2} \right) = \frac{FI}{2l} \left(\frac{1}{(a+l)^2} - \frac{1}{(a-l)^2} \right),$$

wobei wir annehmen müssen, dass der Magnet so weit von der kleinen Magnetnadel entfernt ist, dass wir seine Wirkung auf letztere in seinen Polen concentrirt denken können.

Ist M in elektromagnetischem Maasse bestimmt, F in Flächeneinheiten gemessen, so erhält man aus dieser Gleichung auch I in elektromagnetischem Maass. — Es ist indess zu beachten, dass der Abstand $2L$ der Pole des Magnetes etwas kleiner ist, als seine ganze Länge, dass dieser Abstand erst besonders bestimmt werden muss, was mit einigen Schwierigkeiten verbunden ist. Dieser Umstand bringt eine kleine Ungenauigkeit mit sich, die sich zu den übrigen Fehlern der vier Längenmessungen von L , l , A und a addirt. Das magnetische Moment M des Magnetstabes kann sich mit der Zeit ändern; es muss daher vor jeder Versuchsreihe, z. B. durch Beobachtung der Schwingungsdauer von Neuem bestimmt werden. Wegen dieser Unbequemlichkeiten möchte diese recht einfache Methode wohl nur in einzelnen Fällen die oben erwähnten Methoden verdrängen.

Drittes Capitel.

Gesetze der Magnete und Elektromagnete.

I. Verschiedene Formen der Magnete und Elektromagnete.

Bei der Untersuchung der Abhängigkeit der Momente der Magnete **264** und Elektromagnete oder der Vertheilung des freien Magnetismus in ihnen von der Intensität und Anordnung der auf sie wirkenden magnetisirenden Kräfte und von ihrer Gestalt hat man die verschiedenen Formen zu beachten, welche den Magneten gegeben werden. — Wir wollen in dieser Beziehung zwei Gruppen von Magneten unterscheiden:

1. Die Magnete, deren Axe nicht eine in sich zurücklaufende geschlossene Curve bildet.

Zu diesen Magneten gehören die Stäbe, welche durch irgend eine Kraft, sei es durch Herumleiten eines galvanischen Stromes oder durch den Einfluss des Erdmagnetismus oder durch Streichen mit einem andern Magnetstab temporär oder permanent magnetisirt werden. — Diese Stäbe können geradlinig sein, oder auch in beliebige Formen, z. B. Hufeisenform, gebogen werden.

2. Die Magnete, deren Axe eine in sich zurücklaufende geschlossene Curve bildet.

Es sind dies die vielfach abgeänderten Formen der Magnete, deren Grundtypus ein Hufeisen ist, gegen dessen Endflächen ein weicher Eisenstab als Anker gelegt wird, und die namentlich zur Hervorbringung von Anziehungserscheinungen gegen den Anker benutzt werden.

Bei den Elektromagneten wird man je nach der angewandten Säule die Länge und Dicke des um den Eisenkern gewundenen Drathes bei gleichem Metallgewicht so wählen, dass die magnetisirende Wirkung des Stromes ein Maximum wird. Dies geschieht, wenn der Widerstand der um die

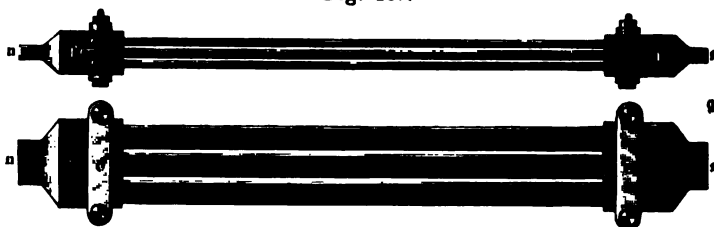
Schenkel des Elektromagnets gelegten Windungen gleich dem der Stäbe und der übrigen Drathleitung ist (vergl. die §. 213 ausgeführte Rechnung).

265 Von diesen Magneten wollen wir hier nur einige der wichtigeren aufführen.

Die permanent magnetisirten Stahlmagnete erhalten entweder eine parallelepipedische Form oder sie werden, wie bei den auf einer Spitze schwebenden Magnetnadeln, gegen die Enden hin zugespitzt.

Will man das Moment verstärken, so legt man zweckmässig mehrere solcher Magnete in paralleler Lage auf einander, vereint sie durch herumgelegte Messingbänder und bildet so die sogenannten magnetischen Magazine. Da die neben einander liegenden Magnete auf einander temporär magnetisirend wirken und zwar im entgegengesetzten Sinne, wie sie ursprünglich magnetisirt sind, so schwächen sie sich hierdurch gegenseitig. Um diese Wirkung zu verringern, trennt man die einzelnen auf einander liegenden Magnetlamellen durch dünne Messingblechstreifen. Auf diese Weise legt man z. B. dünne, breite, stark magne-

Fig. 167.



tisirte Uhrfedern mit Messingstreifen zusammen, und erhält so Magnete, die eine 3- bis 4fache Tragkraft besitzen, wie gleich schwere massiv Stahlmagnete.

Auch kann man die Magnetlamellen so anordnen, dass ihre Pol treppenartig über einander liegen. Dann verstärken die weiter zurück liegenden Lamellen den Magnetismus der weiter vorliegenden, indem sie die an den Enden der letzteren liegenden Molecüle durch ihre Einwirkung noch stärker in die magnetischen Lagen richten, als sie für sich gerichtet waren.

Auch lässt man wohl die einzelnen Lamellen nach Coulomb's¹⁾ Angabe in vorn angesetzte Schuhe von weichem Eisen enden, die dann während der Berührung mit den permanent magnetisirten Lamellen in gleichem Sinn temporären Magnetismus annehmen (Fig. 167).

Häufig bewahrt man permanent magnetisirte Stahlstäbe auf, indem man je zwei derselben in entgegengesetzter Lage neben einander legt und ihre Enden mit weichen Eisenstäben verbindet. Dadurch werden

¹⁾ Weitere Angaben s. Gehler's Wörterbuch Bd. VI, 2. 1836^{*} und Lamont's Magnetismus. 1867^{*}.

ere temporär magnetisch und steigern wiederum die Magnetismen Stahlstäbe (Fig. 168).

Auch in Hufeisenform werden die Stahlmagnete gebildet, sei es, sie aus einer oder mehreren, wie bei den geraden Magnetstäben, t treppenartig über einander liegenden Lamellen (Fig. 169) bestehen.

Fig. 168.

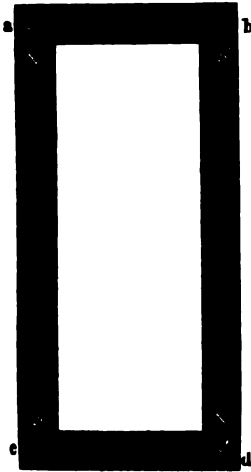
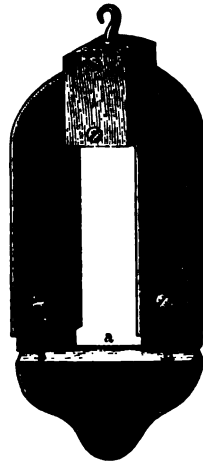
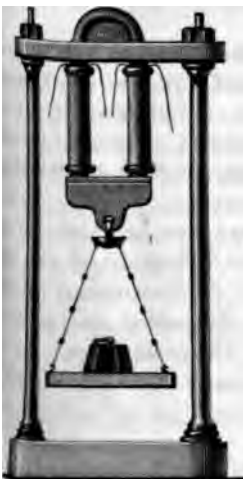


Fig. 169.



Die Elektromagnete werden entweder aus geraden Stäben von weichem Eisen geformt, die in Drathspiralen magnetisirt werden, durch welche ein Strom geleitet wird, oder sie werden ebenfalls hufeisenförmig gebogen. 266

Fig. 170.



Die Umwindungen des Hufeisens mit übersponnenem Kupferdrath müssen sorgfältig von dem Eisen isolirt sein. Solche Hufeisenelektromagnete sind zuerst von Brewster¹⁾ (im J. 1826) und Sturgeon²⁾ hergestellt worden. Sie können eine sehr grosse Tragkraft zeigen. So trug der von Henry und Ten Eyk³⁾ construirte Magnet von 59 Pfund (27 Kilogramm) Gewicht bis zu 2063 Pfund

Von einem gewöhnlichen hufeisenförmigen Elektromagnet von weichem Eisen giebt Fig. 170 ein Bild.

¹⁾ Brewster, Edinb. Journ. of Science No. VI, p. 210*. — ²⁾ Sturgeon, Phil. Mag. Vol. XI, p. 194. Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 632. 1832*. — ³⁾ Henry und Ten Eyk, Dove's Rep. I, S. 271*.

(935 Kilogramm). Zuweilen umwindet man auch nur den einen Schenkel des Hufeisens mit der Spirale, wo dann derselbe eine stärkere Polarität am Ende zeigt, als der andere (die sogenannten „hinkenden“ Magnete)¹⁾.

267 Sehr grosse und kräftige Hufeisenelektromagnete hat man in der neueren Zeit zur Anstellung der Versuche über den Diamagnetismus der Körper (siehe dieses Capitel) construirt.

Die einen dieser Hufeisenmagnete bestehen aus einem grossen, dicken, hufeisenförmig gekrümmten Eisenstab, Fig. 171, der in einem Gestell vertical mit seinen Endflächen nach oben aufgestellt wird, und dessen

Fig. 171.



beide Schenkel mit Spiralen von übersponnenem Kupferdrath umgeben werden. Zweckmässig werden diese Spiralen auf Cylinder von Messingblech gewickelt, welche (zur Vermeidung von Inductionsströmen beim Schliessen und Oeffnen des durch die Spiralen geleiteten Stromes) an einer Seite aufgeschlitzt sind. Man kann dann die Spiralen von den Schenkeln des Magnetes entfernen und auch für sich benutzen.

Einen solchen Magnet hat u. A. Faraday²⁾ angewandt, dessen Eisenkern 46'' engl. (1,168 Meter) lang und 3,75'' (9,5 Centimeter) dick war, und der so gebogen war, dass seine Polenden 6'' (15 Centimeter) von einander entfernt waren. Jeder Schenkel dieses Magnetes war mit einer Spirale von Kupferdrath von 16 Zoll (40 Ctm.) Länge umgeben. Die Gesammtlänge des Drathes auf beiden Spiralen betrug 522 Fuss (159,8 Meter), die Dicke desselben 0,17'' (4 Millimeter).

¹⁾ Du Moncel, Compt. rend. T. XLV, p. 67. 1857*. — ²⁾ Faraday, Exp. Ser. XX, §. 2247, 1846*.

rösseren Magneten dieser Art setzt man auch wohl auf ein paddisches Eisenstück zwei gut aufgeschliffene und angeschraubte, cylindrische Eisenstäbe und umgiebt jeden derselben mit je sinander stehenden Spiralen, deren jede die halbe Höhe der der hat und mit zwei oder vier parallel liegenden, mit Seide wolle übersponnenen Kupferdräthen umwunden ist. Die En- Dräthe sind an besonderen Klemmschrauben befestigt, die 1 den Spiralen angebrachtes Brett aufgesetzt sind. Man kann ach der Natur der angewandten Säule die Dräthe der Spiralen eben oder hinter einander verbinden, so dass man das Maxi- magnetisirenden Wirkung erhält. — Die Schenkel des auf diese struirten Magnetes des physikalischen Cabinets zu Berlin sind Ctm.) lang, 4,12" (10,8 Ctm.) dick, und ihre Axen haben einen on 14" (36,6 Ctm.). Das Eisenstück, auf dem sie stehen, ist 4 Ctm.) lang, 5" (13 Ctm.) breit, 2,25" (15,9 Ctm.) dick. Jede dieselben umgebenden Spiralen ist mit etwa 58½ Pfund gr.) von mit Baumwolle übersponnenem Kupferdrath von 2,25 Durchmesser umwunden, der in vier parallelen Windungs- a 1200 bis 1300 Windungen bildet 1).

man verschiedene Körper dem magnetischen Einfluss aussetzen, n auf die Polflächen dieser Magnete vorn zugespitzte (Fig. 172) lachte (Fig. 173) parallelepipedische Halbanker von weichem

Fig. 172.



Fig. 173.



ihre Spitzen oder Endflächen einander zukehren, und bringt stztere jene Körper.

andere zweckmässige Einrichtung dieser Magnete ist von 268 ff*) ausgeführt worden.

iner Eisenplatte *K*, Fig. 174 (a. f. S.), lassen sich vermittelstrauben die winkelförmigen Eisenstücke *O* und *O'* verschieben, oberhalb zwei horizontale (zweckmässig röhrenförmige) Eisenfestigt sind, deren Axen in einer geraden Linie liegen. Auf der werden Spiralen *M*, *N* von Kupferdrath geschoben, deren äthe zu dem Commutator *H* führen, welcher mit den Polen der anden wird. In die Eisencylinder lassen sich an ihren einanderberstehenden Enden abgeflachte oder halbrunde Eisenstückeker einsetzen, die man durch Schraubenvorrichtungen einander und von einander entfernen kann. Zwischen diesen Halbrden die auf ihren Magnetismus zu untersuchenden Substan-

Elektromagnetismus S. 59. 1861*. — *) Ruhmkorff, Compt. rend. T. XXIII, S. 1846*.

zen an Coconfäden aufgehängt oder auf ein hoch und nieder zu stehendes Tischchen *c* gelegt.

269 Man hat die Form der Hufeisenelektromagnete noch vielfach ändert, namentlich um ihre Tragkraft bei Anwendung gleicher magnetisirender Kräfte bedeutend zu erhöhen. So hat Joule ¹⁾ eine 1" 22" lange und in der Mitte 12" breite, gegen die Enden bis zu einer Breite von 3 Zoll spitz zulaufende Eisenplatte so umgebogen, daß die Enden 12" aus einander standen. Diese Platte wurde mit 2040 Kupferdrath umwickelt. Jeder Quadratzoll ihrer Polflächen trug die Hindurchleitung eines Stromes durch den Drath etwa 175 Pfund.

Ein anderer Magnet von Joule ²⁾ besteht, Fig. 175, aus einem Eisen-Cylinder von Eisen von etwa 2 1/2 Zoll Dicke und 8 bis 10 Zoll Länge, durch den der Länge nach ein Loch von etwa 3/4 bis 1"

Fig. 174.

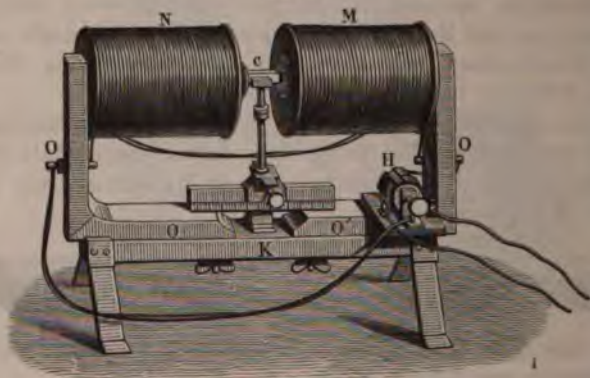
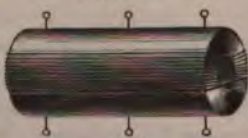


Fig. 175.



geböhrt wird. Man schneidet diesen Cylinder der Länge nach so auf, dass der innere Loch in einer etwa 1/2" Sehne schneidet. Beide Hälften werden genau auf einander geschliffen und erhalten zum Aufhängen. Der stärker geladene als Elektromagnet dienende Theil wird der Länge nach mit drei Kupferdräthe von 1/25 Zoll (neben einander) umwunden, und durch den der Strom geleitet. Diese Magnete zeichnen sich durch eine große Tragkraft aus. Ein solcher 15 Pfund schwerer Magnet trug im Maximum 2030 Pfund. — Man kann diese Magnete sehr gut aus einem der Länge nach zerschnittenen Büchsenlauf herstellen.

Durch eine Combination mehrerer solcher Magnete hat Joule

¹⁾ Joule, Phil. Mag. (4) T. III, p. 32. 1852*. — ²⁾ Joule, Annals of Chem. and Phys. T. V, p. 187; Pogg. Ann. Bd. LI, S. 371. 1840*.

agkräfte erhalten. Auf einen Messingring, Fig. 176, waren Anzahl rinnenförmiger Eisenstücke, Fig. 177, geschraubt, senkrecht um dieselben feine Eisendrähte herumgelegt, durch welche der Strom geleitet wurde. Als Anker wurde zu diesem Magnet eine Messingplatte benützt, auf die, entgegen der Richtung der Rinnen, rinnenförmigen kleinen Magneten, parallelepipedische Eisenstücke geschraubt waren.

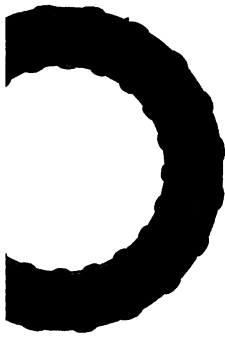
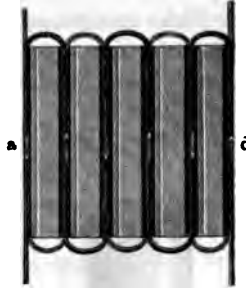


Fig. 177.



Fig. 178.



se Messingplatte, wie die des Magnetes, benützt, auf die, entgegen der Richtung der Rinnen, rinnenförmigen kleinen Magneten, parallelepipedische Eisenstücke geschraubt waren.

Andere Formen dieser Magnete, bei denen man namentlich eine grössere Kraft erzielen wollte, sind in grosser Zahl angegeben worden; so der Magnet von M. Roberts¹⁾, Fig. 178, welcher aus einer mit Einschnitten versehenen Eisenplatte besteht, in welche die Eisenstäbe eingelegt sind, und gegen die eine zweite Platte als Anker liegt; oder der Magnet von Radford, bei dem eine kreisförmige Eisenplatte als Magnet benützt wird, in welche eine Rinne in Form einer Spirale eingegraben wird, in welche ein Draht eingelegt und nachher um die Peripherie der Platte gewunden wird. Gegenüber liegt eine zweite Eisenplatte als Anker u. s. f.

Wenn man zwei Schenkel kann man einem Hufeisen auch drei und mehr Schenkel geben und dasselbe so aus einer beliebigen Anzahl von Eisenstäben bilden, welche alle neben einander auf eine Eisenplatte geschraubt oder an einander geschweisst sind und abwechselnd in entgegengesetzter Richtung mit Draht umwickelt werden. Wird dann durch letzteren geleitet, so erhalten die abwechselnden Schenkel entgegengesetzte Polarität. (*Aimants bi-, tri- et multifurqués* von

Auch hier kann man die Drahtwindungen auf einzelnen Schenkeln fortlassen oder sie verschieden vertheilen.

¹⁾ Roberts, Sturgeon's Ann. of El. T. VI, p. 166. 1841; Radford ibid. p. 231.
 2) Clés, Institut. 8. Dec. 1852, Ann. de Chim. et de Phys. [2] T. XXXVII, p. 1. c., Les électro-aimants. Paris 1860*. — Eine eigene Nomenclatur hat er diesen verschiedenen Sorten der Elektromagnete erfunden. Er nennt die (*électro-aimants à branches*), seien sie geradlinig oder in Hufeisenform,

270 Während bei diesen Magneten nur der innere Raum der Drathralen einen Eisenkern umschliesst, haben Guillemin¹⁾ und Romershausen²⁾ auch die äussere Fläche derselben mit einer Eisenhülle geben. Der so gebildete „Glockenmagnet“ Romershausen's, Fig. besteht aus einem Cylinder von weichem Eisen von 9 Millimeter Durchmesser und 84 Millimeter Länge, der von einer Drathspirale umgeben ist. Dieselbe ist von einem genau passenden Eisenblechcylinder von 2 Meter Dicke umschlossen, dessen eines Ende mit dem Ende des 1 cylinders in der Spirale durch eine genau aufgeschliffene Eisen verbunden ist. Auch auf das andere Ende des Eisencylinders wird

Fig. 179.



Fig. 180.



Fig. 181.



eben solche Platte als Anker gelegt. — Während der innere Eisenkern für sich beim Hindurchleiten eines Stromes eines Bunsen'schen Elementes nur 6 Loth trug, trug derselbe mit der Blechhülle zusammen 384

Bei diesen Magneten kann man nach Nicklès die äussere Hüllspirale auch durch eine Anzahl von zwei oder mehreren Eisenstäben (Fig. 180 und 181, ersetzen, welche rings um die Spirale gestellt unterhalb zusammengeschweisst oder auf eine Eisenplatte geschraubt die auch den inneren Eisenkern der Spirale trägt.

271 Andere Formen sind die zuerst von W. Weber³⁾ construirten Circulären Magnete, welche im Wesentlichen aus

oder mit mehreren Schenkeln versehen: geradlinig, bifurqué, trifurqué, multi-furqué sind die Pole der ersten beiden Sorten gleich oder verschieden stark polarisirt. heissen sie isodynam oder heterodynam; sind sie durch eine oder mehrere Spiralen erregt, mono-, di-, polyknem; sind die Spiralen abwechselnd in gleichem oder entgegengesetztem Sinne gewunden, entstehen also Folgepunkte oder nicht, so heissen die Magnete epellal oder enallel, wo im letzten Falle die Pole an den Enden wieder isonom oder anisonom sein können, je nachdem die Zahl der Spiralen gerade oder ungerade ist. Bei den circulären und paracirculären Magneten (§. 271) unterscheidet Nicklès mono-, di-, ossa-, pleokneme Magnete, je nachdem die Zahl der Magnetisirungspiralen 1, 2, ebenso kleiner oder grösser ist, als die der Scheiben, an deren Rändern die Pole entstehen. hier können die Radmagnete wie die él.-aimants à branches epellal oder enallel oder heterodynam und an den Rändern uni- oder bipolar sein u. s. f. Auf diese theilt Nicklès die Elektromagnete in 12 Familien, 38 Genera, 1 Subgenus (eine eiserne Schraube, in deren Gänge die Magnetisirungspirale gewunden ist), 71 Varietäten u. s. f. ein. — ¹⁾ Guillemin, Compt. rend. T. XXII, p. 433. — ²⁾ Romershausen, Dingl. Journ. Bd. CXX, S. 358. 1850. — ³⁾ W. Weber, Resultate 1840. S. 50*.

cyylinder bestehen, in den eine oder mehrere peripherische Rinnen edreht sind, in welche Windungen von übersponnenem Kupferdrath elegt sind, Fig. 182 u. 183. Die zu beiden Seiten jeder Winlage befindlichen peripherischen Stellen des Cylinders haben dann

Fig. 182.

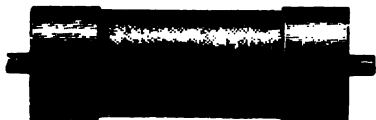
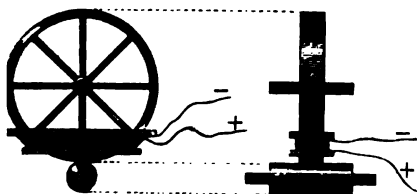


Fig. 183.



Fig. 184.



eripherie die entgegengesetzte Polarität, wie in ihrem Centrum, n. Auch wurden mehrere Eisenscheiben auf eine gemeinsame Eisenstellt und erhielten ebenfalls, indem sie alle durch ähnliche Drathnngen hindurchliefen, an ihren Peripherien entgegengesetzte Polari-

Sie zogen dann ebenfalls die Eisenschienen an, auf denen sie lie- Vgl. im Capitel magnetische Reibung.) Nicklès nennt diese Magparacirculäre Magnete“.

je nach der Richtung der Windungen entgegengesetzte Polarität und ziehen quer darüber gelegte Eisenschienen an.

In einer anderen Weise hat Nicklès¹⁾ diese Polarität an dem Umfange von Eisenscheiben hervor- gebracht, indem er kreisförmige Eisenscheiben oder Räder, Fig. 184, die um eine Axe drehbar waren (wie z. B. die Räder der Eisenbahnwagons), durch eine Anzahl von Drathwindungen hindurchgehen liess, welche in der Richtung von Sehnen zu den Eisenscheiben gewunden waren. Man konnte dadurch bewirken, dass die Scheiben an einem oder mehreren Punkten

Methoden zur Untersuchung der Gesetze der Magnete und Elektromagnete.

Vir wenden uns zu der Bestimmung der magnetischen Momente 272 reien Magnetismen der Körper als Ganzes und in ihren einzelnen 1, und betrachten dabei zuerst die Magnete, deren magneti-

¹⁾ Nicklès, Brevet d'invention 1851; Electro-aimants. Paris 1860. p. 137*.

sche Axen nicht eine in sich geschlossene Curve bilden, also vorzüglich Ellipsoide, geradlinige Stäbe u. s. f.

Bei der Untersuchung des Verhaltens dieser Körper wird man nur dann möglichst einfache Resultate erhalten, wenn man auf alle Theile derselben die magnetisirenden Kräfte in gleicher Richtung und Intensität wirken lässt.

Wir besitzen verschiedene Mittel, durch welche wir dies erreichen können.

Einmal können wir die Körper dem Einflusse des Erdmagnetismus aussetzen. Die magnetisirende Kraft wirkt dann auf die einzelnen Moleküle der Körper in der Inclinationsrichtung. Die Molekularmagnete werden durch die erdmagnetische Kraft um ihren Schwerpunkt gedreht, so dass ihre Nordpole mehr oder weniger nach unten sich wenden und die Körper eine magnetische Axe in der Inclinationsrichtung erhalten.

Die magnetisirende Kraft ist indess in diesem Falle nur schwach und nicht in verschiedener Intensität zu erhalten.

273 Man könnte auch die Körper in etwas grösserer Entfernung vor dem einen Pole eines grossen geradlinigen Elektromagnetes, z. B. eines 5 bis 10 Centimeter dicken und 40 bis 60 Centimeter langen, in einer Drathspirale liegenden Eisenstabes, aufstellen. Die vom Magnete auf den Körper ausgeübte Kraft ist dann, wenn letzterer nicht sehr gross ist, für die dem Magnete näheren und entfernteren Theile nahezu dieselbe. Indess wäre sie immer wegen der grösseren Entfernung des Körpers vom Magnete nur klein.

Besser würde man die Körper zwischen die beiden entgegengesetzten Pole eines kräftigen Magnetes oder Elektromagnetes bringen.

Zu diesem Zwecke kann man sich namentlich der Fig. 171 und 174 abgebildeten Elektromagnete bedienen. Verdet¹⁾ hat nachgewiesen, dass die magnetische Kraft, mit welcher diese Magnete bei Auflegen von prismatischen Ankern (Fig. 173) auf die zwischen ihre Pole gebrachten Körper wirken, in einem ziemlich bedeutenden Raum, nur nicht gerade unmittelbar an den Polflächen, constant ist. Auch hier ist indess das Feld nur klein, in welches die Körper gebracht werden können, so dass diese Methode für grössere Körper kaum anwendbar ist. Auch ist die Untersuchung ihres magnetischen Momentes wegen der starken magnetischen Wirkungen der Pole des Magnetes selbst nur mit einer gewissen Schwierigkeit auszuführen.

274 Besser ist es, die Magnetisirung der Körper durch galvanische Ströme zu bewirken.

Wir haben schon §. 162 angeführt, dass die Kraft, mit der eine

¹⁾ Verdet, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XLI, p. 377. 1854* (vergl. das Capitel: Drehung der Polarisationssebene).

om Strom durchflossene Spirale, deren Länge mindestens 40mal grösser ist, als ihr Durchmesser, auf ein in ihrer Axe liegendes magnetisches Theilchen in der Richtung der Axe selbst wirkt, nur um $\frac{1}{100}$ sich ändert, wenn das Theilchen von der Mitte der Spirale etwa um $\frac{1}{16}$ ihrer Länge gegen ihre Enden hin verschoben wird.

Legt man daher Körper von wesentlich linearen Dimensionen in die Mitte einer Spirale ein, die wenigstens 40mal länger ist als die Stäbe, und deren Durchmesser gegen den der Stäbe bedeutend ist, so ist die Kraft, mit der die in den einzelnen Molekülen enthaltenen magnetischen Theile von einander geschieden, oder die magnetischen Moleküle aus ihrer gewöhnlichen Gleichgewichtslage in diejenige übergeführt werden, bei welcher ihre Axen der Axe der Spirale mehr oder weniger parallel werden, an allen Theilen der Stäbe nahezu gleich. Man pflegt diese Kraft mit dem Namen der elektromagnetischen Scheidungskraft zu bezeichnen.

Ist die Spirale nicht sehr weit im Verhältnisse zu dem Durchmesser r in ihrer Axe liegenden Stäbe, so werden nach den Betrachtungen des § 163 u. figde. die einzelnen magnetischen Theilchen der Körper, welche nicht in der Axe der Spirale liegen, ausser in der Richtung der Axe der Spirale, noch durch Kräfte sollicitirt, welche gegen die ihnen zunächst liegenden Seiten der Spirale gerichtet, und um so stärker sind, je näher diese Theilchen diesen Seiten liegen. Dann ist also die Richtung der magnetisirenden Kräfte nicht mehr annähernd dieselbe.

Man kann indess nach Neumann diesen Zweck mit sehr grosser Annäherung erreichen, wenn man einen ähnlichen Kunstgriff anwendet, wie bei der Construction der Gaugain'schen Tangentenbussole. Wir haben §. 165 erwähnt, dass, wenn man zwei gleiche und in gleicher Richtung vom Strom durchflossene Drathkreise parallel einander gegenüberstellt, so dass ihre Ebenen um die Länge ihres Radius von einander entfernt sind, in einem in der Mitte zwischen beiden Stromkreisen liegenden kugelförmigen Raum, dessen Radius nur $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{5}$ des Radius der Drathkreise beträgt, die Componente der magnetischen Kraft, welche in r auf der Ebene der Kreise normalen Richtung wirkt, sich nur sehr wenig ändert, die Componente, welche parallel den Ebenen wirkt, aber r höchstens $\frac{1}{400}$ der ersteren beträgt. Man kann also in diesem kugelförmigen Raum die magnetisirende Kraft als constant ansehen. Durch Vermehrung der Zahl der Drathkreise nach dem §. 165 mitgetheilten Satze kann dieser letztere Zweck noch vollständiger erreicht werden.

Leider hat man nur in sehr wenigen Versuchsreihen sich bemüht, auch nach das eine oder andere der oben erwähnten Hilfsmittel die magnetisirende Kraft auf alle Theile der magnetischen Körper in gleicher Intensität und Richtung wirken zu lassen. Nur in den Fällen, wo die Gestalt der magnetisirten Körper nicht wesentlich in Betracht kommt, wo

man also z. B. nur die allgemeineren, mehr qualitativen Verhältnisse der Magnetisirung oder den Einfluss der Intensität der magnetisirenden Kraft auf die Stärke des in einem Körper erregten Magnetismus bei sonst gleich bleibenden Umständen erforschen will, kann man dabei allgemeiner gültige Resultate aus den experimentellen Ergebnissen der Beobachter ableiten. Wo man aber den Einfluss der Gestalt der Körper auf ihre Magnetisirung untersuchen wollte, ohne obigen Bedingungen Genüge zu leisten oder wenigstens einander ähnliche Vertheilungen der magnetischen Kräfte in den untersuchten Körpern herzustellen, konnten selbst die zahlreichsten und sorgfältigsten Beobachtungen durchaus nicht zu allgemeineren Gesetzen führen. Hieraus erklären sich die Verschiedenheiten der Gesetze, welche verschiedene Physiker in diesem Gebiete gefunden haben wollen.

Die meisten der im Folgenden aufgeführten Resultate bewahren daher leider nur gerade unter den besonderen Bedingungen jedes Versuchs ihre Richtigkeit und haben somit nur eine beschränkte wissenschaftliche Bedeutung, obgleich ihnen ein praktischer Werth für die Construction elektromagnetischer Maschinen u. dgl. m. nicht abzuspochen ist.

277

Die Bestimmung des Magnetismus von Körpern kann geschehen, indem man das magnetische Moment derselben als Ganzes auf die eine oder andere Weise misst, oder indem man das magnetische Moment ihrer einzelnen Theilchen untersucht.

Das magnetische Moment eines temporär und permanent magnetischen Körpers, z. B. eines Stabes, dessen magnetische Hauptaxe mit seiner Längsrichtung zusammenfällt, kann hauptsächlich in folgenden verschiedenen Weisen bestimmt werden:

1. Ist der Körper permanent magnetisirt, so hängt man ihn so auf, dass seine magnetische Axe horizontal liegt, und bestimmt seine Schwingungsdauer T und sein Trägheitsmoment k . Ist die horizontale Componente des Erdmagnetismus gleich H , so ist das Moment des Körpers

$$M = \frac{\pi^2 k}{T^2 H}.$$

2. Man stellt den Körper, während er sich unter dem Einfluss der magnetisirenden Kraft befindet, also z. B. in einer von Strom durchflossenen Magnetisirungsspirale liegt, mit letzterer so auf, dass seine magnetische Axe horizontal und senkrecht gegen die Richtung des magnetischen Meridians liegt. In der Verlängerung der Axe stellt man, am besten in einer grösseren Entfernung, eine auf einer Spitze oder besser an einem Coconfaden schwebende Magnetnadel oder einen kleinen, in einer dicken Kupferhülse schwebenden magnetisirten Stahlspiegel auf, und beobachtet die Ablenkungen dieses Magnetes einmal unter Einfluss der magnetisirenden Kraft allein, z. B. der Magnetisirungsspirale für sich, dann unter dem Einflusse der letzteren und des eingelegten magnetischen Körpers,

h noch einmal nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft des die durchfliessenden Stromes.

Aus den Ablenkungen $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ der Magnetnadel kann man nach Ableitungen der §§. 175 u. flgde. die magnetischen Momente M_1, M_2, M_3 berechnen, mit denen die magnetisirende Kraft (die Magnetungsspirale) allein, dieselbe vereint mit dem ihr unterworfenen rär magnetisirten Körper, endlich der durch den Strom permanentisirte Körper auf die Nadel wirkt. Ist die horizontale Componente H des Erdmagnetismus in absolutem Maasse ausgedrückt, so erhält man die Momente auch in absolutem Maasse, und zwar ist, wenn der Abstand r der Nadel von der Mitte des magnetisirten Körpers gegen die Dimensionen bedeutend ist:

$$M_1 = \frac{1}{3} r^3 H \operatorname{tg} \alpha_1, \quad M_1 + M_2 = \frac{1}{3} r^3 H \operatorname{tg} \alpha_2, \\ M_3 = \frac{1}{3} r^3 H \operatorname{tg} \alpha_3.$$

Die letzte dieser Gleichungen giebt direct das magnetische Moment des permanent magnetisirten Körpers; die Differenz der beiden ersten

$$M_2 = \frac{1}{3} r^3 H (\operatorname{tg} \alpha_2 - \operatorname{tg} \alpha_1)$$

ist das Moment des temporär magnetisirten Körpers. Man bezeichnet diese durch die Messung des magnetischen Momentes eines Körpers auch wohl, auch wenn wenig geeignet, mit dem Namen der Messung seines freien ausser wirkenden Magnetismus.

Um die Länge der Magnetisirungsspirale und des magnetisirten Körpers zu bestimmen, genügt ihren Abstand von der abgelenkten Magnetnadel bedeutender, als die Bestimmung des Momentes nach der eben angegebenen Methode. Das Moment M_1 der Spirale ergiebt sich unmittelbar aus den Rechnungen des §. 162. Ist ihr Durchmesser gegen den Abstand von der abgelenkten Nadel klein, ist ihre Länge gleich 2λ , so können wir uns vorstellen, an dessen Endflächen die freien Magnetismen $\pm m_1$ anzunehmen. Ist dann der freie Magnetismus der nach der oben gegebenen Vorschrift im Abstand r von der Mitte der Spirale aufgestellten Nadel gleich μ , die Ablenkung derselben α_1 , so ist

$$\mu H \operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{m_1 \mu}{(r + \lambda)^2} - \frac{m_1 \mu}{(r - \lambda)^2} = \frac{4 r \lambda m_1 \mu}{(r^2 - \lambda^2)^2} \\ M_1 = 2 \lambda m_1 = \frac{(r^2 - \lambda^2)^2}{2 r} H \operatorname{tg} \alpha_1.$$

Das gemeinsame Moment des magnetisirten Körpers der Spirale M_2 kann man nach Vorschrift des §. 177 finden, wenn man ihn an verschiedenen Abständen r von der Nadel aufstellt und jedesmal die Ablenkung α_2 misst. Aus verschiedenen Beobachtungen lassen sich dann folgende Formeln ableiten:

$$H \operatorname{tg} \alpha_2 = (M_1 + M_2) \left(\frac{x}{r^3} + \frac{y}{r^5} + \dots \right)$$

die Constanten x , y u. s. f. berechnen.

279 Weniger genaue Resultate erhält man, wenn man den freien Magnetismus der Körper in den Enden ihrer magnetischen Axe oder in ihren Polen concentrirt denkt.

Um hierüber Aufschluss zu erhalten, müssen wir die Wirkung des im Körper vertheilten freien Magnetismus auf eine Magnetnadel betrachten. Wir wollen hier nur den einfachsten Fall behandeln, dass ein linearer Stab so magnetisirt ist, dass auf seinen beiden Hälften von der Mitte aus die Vertheilung der magnetischen Momente die gleiche ist. Wir werden dann die einzelnen, um ihren Schwerpunkt gedrehten Molekularmagnete des Stabes in je zwei Componenten zerlegen können, eine in eine auf der Axe des Stabes normale Componente, sodann in eine die Axe des Stabes fallende Componente. Die Wirkungen der ersten Componenten nach aussen heben sich gegenseitig auf, da die Molekularmagnete nach allen Richtungen gedreht sind, die letzteren stellen kleine Magnete dar, deren Axen mit denen des Stabes zusammenfallen. Wir können uns diese in der Axe des Stabes liegenden Magnete so weit verlängert denken, dass ihre Enden einander berühren. Die in ihnen geschiedenen Fluida seien im gleichen Verhältnisse vermindert; dann bleibt das Moment und die Wirkung nach aussen ungeändert (vgl. §. 169). Würden wir nach der Theorie der Scheidung der magnetischen Fluida annehmen, dass die freien Magnetismen nur in der Richtung der Axe des Stabes in den überall gleich grossen Molekülen geschieden wären, so ergäbe sich diese Vertheilung direct. — Es seien die auf die Weise erhaltenen Längen der in der Richtung der Axe einander berührenden, verlängerten Molekularmagnete gleich Δx , die freien Magnetismen an ihren Enden gleich $\pm m_1, \pm m_2, \pm m_3, \dots, \pm m_n$, so befinden sie sich an den Contactstellen derselben in der

$$\begin{array}{l} \text{Entfernung von} \\ \text{der Mitte} \end{array} \quad \frac{1}{2} \Delta x \quad \frac{3}{2} \Delta x \quad \frac{5}{2} \Delta x \dots \quad \frac{2n-3}{2} \Delta x \quad \frac{2n-1}{2} \Delta x$$

$$\begin{array}{l} \text{die freien Mag-} \\ \text{netismen} \end{array} \quad m_1 - m_2 \quad m_2 - m_3 \quad m_3 - m_4 \quad m_{n-1} - m_n \quad m_n$$

Wirkt auf alle Elemente von aussen die gleiche Kraft in derselben Richtung, z. B. die horizontale Componente H des Erdmagnetismus, ist das statische Moment D der auf den Stab wirkenden Kräfte gleich

$$\begin{aligned} D &= 2H \frac{\Delta x}{2} [(m_1 - m_2) + 3(m_2 - m_3) + 5(m_3 - m_4) \\ &\quad + \dots (2n-3)(2n_{n-1} - m_n) + (2n-1)m_n] \\ &= 2H \Delta x \left(\frac{m_1}{2} + m_2 + m_3 + \dots m_n \right) = H.M \dots \end{aligned}$$

Der Werth $\Delta x [m_1 + 2(m_2 + \dots m_n)]$ ist aber gleich der Summe M aller Momente der Elemente des Stabes. Der freie Magnetismus auf jeder Hälfte des Stabes ist

$$\pm(m_1 - m_2) + (m_2 - m_3) + \dots (m_{n-1} - m_n) + m_n = \pm m_1. \quad 2)$$

Der gesammte, auf jeder Hälfte des Stabes aufgehäuften freie Magnetismus ist also gleich dem freien Magnetismus des mittelsten Elementes des Stabes¹⁾.

Denken wir uns diesen freien Magnetismus in zwei Punkten des Stabes, den Polen desselben angehäuften, welche in solchen Entfernungen l von seiner Mitte entfernt sind, dass das statische Moment bei der Wirkung der horizontalen Componente des Erdmagnetismus auf diesen freien Magnetismus dasselbe ist, wie vorher, so ist auch

$$D = 2 H \cdot l m_1,$$

$$l = \frac{M}{2 m_1} \dots \dots \dots 3)$$

Die Länge l ist der Abstand der Pole von der Mitte des Stabes, und dieser Abstand richtet sich ganz nach der Vertheilung der magnetischen Momente der einzelnen Elemente des Stabes.

1) Sind alle Elemente in der Richtung der Axe des Stabes gleich stark magnetisch, so findet sich kein freier Magnetismus auf der Oberfläche des Stabes mit Ausnahme seiner Endfläche und es ist in Gleichung 1) $m_1 = m_2 = \dots m_n$, also $M = (2n - 1) \Delta x \cdot m_1$. Wenn die Länge des Stabes gleich $2L$ ist, so ist $(2n - 1) \Delta x = 2L$, also in Gleichung 3)

$$l = L_1.$$

Die Pole fallen mit den Enden des Stabes zusammen, und in ihnen ist der freie Magnetismus $\pm m_1$ angehäuften.

2) Sind die Elemente von der Mitte des Stabes gegen seine Enden hin abnehmender Stärke magnetisirt, so ist $m_1 > m_2 > m_3 \dots > m_n$, der Stab hat auf seiner ganzen einen Hälfte Nordmagnetismus, auf der andern Süd magnetismus. Dann ist also auch $M < (2n - 1) \Delta x \cdot m_1$, $M < 2L m_1$, daher auch

$$l < L.$$

Die Pole liegen innerhalb des Stabes und nähern sich seiner Mitte um so mehr, je stärker die Momente seiner Elemente von der Mitte nach den Enden hin abfallen. Dieser Fall ist der gewöhnlichste, wie z. B. bei permanent magnetisirten Stahlstäben, bei Eisenstäben, welche ihrer Länge nach gleichförmig von einer Magnetisirungsspirale durchdrungen sind, stets eintritt.

1) Nehmen die Momente der Elemente von der Mitte des Stabes nach seinen Enden hin zu, so ist $m_1 < m_2 < m_3$ u. s. f. Der Stab hat

Vergl. van Roes, Pogg. Ann. Bd. LXX, S. 15. 1847*.

auf seinem einen Ende freien Nordmagnetismus, auf der ganzen, d. Ende zugekehrten Oberfläche freien Südmagnetismus und umge-
Dann ist

$$M > (2n - 1) \Delta x \cdot m_1 \text{ oder } M > 2 L m_1, \text{ also } l > L.$$

Die Pole des Stabes wären ausserhalb desselben in seiner Verlängerung anzunehmen¹⁾.

281 Befindet sich vor dem Stab eine Magnetnadel in einer solchen Entfernung r , dass wir die Verschiedenheit der Entfernungen der an denselben Punkten des Stabes angehäuften freien Magnetismen von der vernachlässigen und die von ihnen ausgehenden Kräfte als parallel ansehen können, so könnten wir ebenfalls die freien Magnetismen des Stabes in seinen Polen concentrirt denken.

Ist also unter dieser Annahme in der Entfernung r von der Nadel des in der magnetischen Ostwestlage befindlichen Stabes eine kleine Magnetnadel, deren Magnetismus $\pm \mu$ ist, aufgestellt, so ist die Ablenkung der Nadel gegeben durch die Formel

$$\mu H \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{\mu m}{(r + l)^2} - \frac{\mu m}{(r - l)^2} = \frac{4 r l m \mu}{(r^2 - l^2)^2} \dots$$

und das Moment

$$M = 2 l m = H \frac{(r^2 - l^2)^2}{2 r} \operatorname{tg} \alpha_2 \dots$$

Hat man bei zwei verschiedenen Entfernungen r und r_1 die Ablenkungen α_2 und α_2' beobachtet, so lässt sich aus den beiden Bestimmungen

$$M = 2 l m = H \frac{(r^2 - l^2)^2}{2 r} \operatorname{tg} \alpha_2$$

und

$$M = 2 l m = H \frac{(r_1^2 - l^2)^2}{2 r_1} \operatorname{tg} \alpha_2'$$

sowohl m , wie l , d. h. der freie Magnetismus des Stabes und der Abstand seiner Pole berechnen. Dass diese Berechnung nicht sehr genau ist, haben wir schon erwähnt²⁾.

¹⁾ Vgl. Lambert u. Kupfer, Gehler's Wörterb. Bd. VI, 2. S. 804*. Lat. Magnetismus, S. 297. Volpicelli, Compt. rend. T. LXIV, p. 1197. 1867*. Pogg. Ann. Bd. CXXXVI, S. 137. 1869*.

²⁾ Pouillet (Compt. rend. T. LXVII, p. 853. 1868*) bestimmt die Lage des freien Magnetismus eines Stabes und die freien Magnetismen desselben in einer etwas andern Weise, dem Princip der Strommessung durch die Sinusbusssole, indem er eine Busssole aufstellt, durch horizontal darüber gespannte Seidenfäden genau die Richtungen bezeichnet, auf welchen die Nadel auf zwei Ablenkungen α und α_1 (10 bis 40°) der Nadel aus ihrer Ruhelage senkrecht stehen. Der Nadel gegenüber werden die zu untersuchenden Magnetstäbe so aufgestellt, dass ihre horizontale Axe genau in die oben bezeichneten Richtungen fällt; die Nadel werden so lange in derselben Richtung der Nadel genähert, bis dieselbe die Ablenkung α und α_1 zeigt, also mit ihrer Axe auf der Axe der Stäbe senkrecht steht.

Ersetzt man, wie es häufig geschieht, hierbei den Polarabstand $2l$ durch die Länge des Stabes $2L$, so wird in den meisten, in der Praxis vorkommenden Fällen, wo $l < L$ ist, der Werth M zu klein ausfallen. Man muss deshalb für genauere Messungen den Abstand der Pole $2l$ messen. Je kleiner l gegen r ist, desto geringer wird übrigens der Fehler bei Vertauschung von l mit L sein.

Oft ist indess die Nadel nicht so weit von dem magnetisirten Stab entfernt, dass man die Wirkung der freien Magnetismen des Stabes in den Polen concentrirt denken könnte. Dann wirken die der Nadel nächst gelegenen Theile des Stabes stärker, die von ihr abgewendeten, gegengesetzt wirkenden schwächer, als wenn die Wirkung in den Polen concentrirt wäre. Nehmen, wie gewöhnlich, die Momente gegen die Enden des Stabes hin ab, liegen also die Pole innerhalb des Stabes, so wachsen die freien Magnetismen gegen die Enden des Stabes hin, so liegen demnach die Punkte, in welchen die Wirkung vereint

Es sei

- $2l$ der Abstand der Pole des Stabes,
- $2l_1$ " " " " der Nadel,
- r " " " " der Mitte des Stabes von der Mitte der Nadel,
- μ und μ_1 der freie Magnetismus des Stabes und der Nadel,
- H die horizontale Componente des Erdmagnetismus.

Setzen wir voraus, dass die Entfernungen so gross seien, dass wir die Wirkung der Magnetismen in den Polen concentrirt denken können, so ist die Wirkung

$$H \sin \alpha = \mu \left\{ \frac{r-l}{(l_1^2 + (r-l)^2)^{3/2}} - \frac{r+l}{(l_1^2 + (r+l)^2)^{3/2}} \right\}$$

wenn die Länge l_1 der Nadel klein ist gegen $r-l$, also auch l gegen r nicht gross ist

$$H \sin \alpha = \mu \left\{ \frac{1}{(r-l)^3} - \frac{1}{(r+l)^3} \right\}.$$

Bei dem zweiten Versuche ist

$$H \sin \alpha_1 = \mu \left\{ \frac{1}{(r_1-l)^3} - \frac{1}{(r_1+l)^3} \right\},$$

wir

$$\frac{r \sin \alpha_1}{r_1 \sin \alpha} = q^2, \text{ so folgt direct}$$

$$l^2 = \frac{r^2 - q^2 r_1^2}{1 - q}$$

$$\mu = \frac{H \sin \alpha}{4rl} (r^2 - l^2)^2.$$

Für eine genaue Bestimmung von l und l_1 sind indess diese Formeln ebenfalls anwendbar, da man nicht annehmen kann, wenn l nicht gegen r verschwindet, die Wirkungen aller freien Magnetismen des Stabes in den Polen concentrirt seien, verschiedene Entfernung von der Magnetnadel also ohne Einfluss sei.

1) Setzt man $\frac{r}{r_1} = \sin \psi$, $\frac{r \sin \alpha_1}{r_1 \sin \alpha} = \sin^4 \omega$, $\sin \varphi = \operatorname{ctg} \psi \operatorname{tg} \omega$,

$$l = r \cos \varphi, \quad \mu = \frac{1}{4} H \frac{r^3 \sin \alpha}{l} \sin^4 \varphi.$$

Vergl. auch Radau, Compt. rend. T. LXVII, p. 1002. 1868*.

gedacht werden kann, den Enden des Stabes näher als die Pole. Wir erhalten also, wenn wir einmal in der Formel 2) dieses Paragraphen für $2l$ den Polabstand, sodann die Länge $2L$ des Stabes setzen, für das Moment M zwei Werthe, zwischen denen das wahre Moment des Stabes liegt.

Bestimmt man in dieser Weise annähernd das Moment $M_1 + M_2$ eines in einer Spirale liegenden elektromagnetisirten Stabes, so ist das Moment des Stabes allein wie oben (§. 278) zu finden.

Nach derselben Methode werden sich auch die freien Magneten hufeisenförmiger Magnete mit gleichem Schenkelabstand annähernd bestimmen lassen, wenn man sie mit der durch ihre Schenkel gelegten Ebene in der magnetischen Ostwestebene neben einer Declinationsnadel so aufstellt, dass die Enden ihrer Schenkel (die indessen nicht ganz genau den Polen entsprechen) mit der Declinationsnadel dieselbe Horizontalebene fallen. — Ist dann die Ablenkung der Nadel gleich α , der Abstand der Schenkel des Hufeisens l , der Abstand ihrer Mittellinie von der Nadel r , die horizontale Componente des Erdmagnetismus H , so ist der freie Magnetismus der Schenkel annähernd

$$m = H \frac{(r^2 - l^2)^2}{2rl} \operatorname{tg} \alpha$$

oder, wenn l gegen r klein ist,

$$m = H \frac{r^3}{2l} \operatorname{tg} \alpha.$$

Zu allen diesen Versuchen bedient man sich des Fig. 132, S. 211 schematisch abgebildeten Apparates.

282 3. Man kann auch das magnetische Moment eines Körpers bestimmen, indem man auf einen in die ostwestliche Richtung gelegten horizontalen Maassstab eine Magnetenadel stellt, auf dem Maassstab von der einen Seite den magnetischen Körper gegen die Nadel schiebt, so dass seine Axe in die Ostwestlinie fällt, und nun die abgelenkte Nadel durch Heranschieben eines Magnetstabes von bekanntem Moment von der anderen Seite her in den magnetischen Meridian zurückführt (vgl. §. 263).

Man kann hierbei den genäherten Magnetstab auch durch eine vom Strom durchflossene Drathspirale ersetzen und diese der Magnetenadel nähern, oder auch dafür die Spirale festlegen und nur die Intensität des Stromes in derselben bis zur Einstellung der Magnetenadel ändern.

Ist der Abstand der Mitte der magnetischen Axe des Körpers von dem Magnetstabes von der Magnetenadel gleich r und r_1 , sind die Abstände der Pole derselben $2l$ und $2l_1$, sind die an den Polen angehäuften Magnetismen $\pm m$ und $\pm m_1$, so ist annähernd

$$\frac{4rlm}{(r^2 - l^2)^2} = \frac{4r_1l_1m_1}{(r_1^2 - l_1^2)^2}.$$

Bezeichnet man die magnetischen Momente des Körpers und Stabes $m = M$, $2l_1 m_1 = M_1$, so findet man annähernd

$$M = \frac{r_1}{r} \left(\frac{r^2 - l^2}{r_1^2 - l_1^2} \right)^2 M_1.$$

Sind die Polabstände l und l_1 gegen die Entfernungen r und r_1 zu vernachlässigen, so ist annähernd

$$M = \frac{r^3}{r_1^3} M_1.$$

Sind die Längen l und l_1 klein, so kann man auch den Magnetstab d den zu untersuchenden Körper so auf den Maassstab legen, dass die Axen auf demselben senkrecht stehen und die Polabstände von der durch die Axe der Magnetnadel gezogenen magnetischen Ostwestlinie abirt werden. Es ergibt sich dann dieselbe Beziehung¹⁾.

Ist der elektromagnetische Körper durch eine magnetisirende Kraft, z. B. eine vom Strome durchflossene Spirale temporär magnetisirt, so hat man auch hier erst das Moment der Spirale allein zu bestimmen und dieses von dem nachher bestimmten gemeinsamen Moment der Spirale und des magnetisirten Körpers zu subtrahiren. — Einfacher würde immer die directe Bestimmung des magnetischen Momentes aus der Ablenkung der Magnetnadel selbst sein. Die im vorigen Paragraph erwähnten Schwierigkeiten der Bestimmung treten selbstverständlich in unz gleicher Weise auch hier ein.

4. Man kann auch die Körper an den einen Arm einer elektromagnetischen Wage hängen und durch Gegengewichte die Kraft bestimmen, ist der sie in eine unterhalb aufgestellte, vom Strom durchflossene conische Spirale angezogen werden. Bei permanent magnetisirten Körpern, z. B. magnetisirten Stahlstäben, würden indess durch die von der Spirale selbst ausgehende temporäre Magnetisirung derselben Ungenauigkeiten entstehen, und ausserdem würde bei verschieden langen und dicken Stäben die Wirkung auf beide Pole derselben nur durch eine complicirte Rechnung zu finden sein. Für temporär magnetisirte Körper, z. B. Eisenstäbe, welche unter Einfluss der Spirale selbst magnetisch werden, gilt derselbe Zustand; die magnetisirende Wirkung auf ihre verschiedenen Punkte ist sehr verschieden, so dass man nur bei stets gleicher Stellung derselben gegen die Spirale mit Sicherheit die Zunahme ihres magnetischen Momentes M mit der Zunahme der Intensität I des Stromes in der Spirale vergleichen könnte. Die zum Festhalten der Stäbe in ihrer Lage erforderlichen Gewichte G wären dann

$$G = \text{const } M \cdot I.$$

5. Man legt die Körper in eine Drathspirale ein, deren Enden mit einem Galvanometer verbunden sind. Man erregt nun den Magnetismus

¹⁾ Vergl. auch Kùlp, Pogg. Ann. Bd. CXXXIII, S. 317. 1868*.

des Körpers plötzlich durch irgend eine magnetisirende Kraft, welche in der Richtung der Axe der Spirale wirkt, z. B. durch einen galvanischen Strom, welchen man durch eine der ersten Spirale concentrische zweite Magnetisirungsspirale leitet. Es entsteht in der ersten Spirale ein momentaner Inductionsstrom, durch welchen die Nadel des Galvanometers abgelenkt wird. Dieser Strom, dessen Intensität I_a sei, ist aus zwei Theilen zusammengesetzt: einmal aus einem Strom von der Intensität I , der proportional ist der Intensität i des durch die Magnetisirungsspirale geleiteten Stromes, und einem Strom von der Intensität I_1 , der proportional ist dem im magnetisirten Körper in der Richtung der Axe der Spirale erzeugten magnetischen Moment M , oder wie man auch wohl nicht sehr passend sagt, dem totalen Magnetismus M desselben.

Wir haben demnach

$$I_a = I + I_1 = \text{const } i + \text{Const. } M.$$

Beobachtet man vor diesem Versuch direct die Intensität I des Inductionsstromes, wenn der magnetisirende Strom plötzlich durch die Magnetisirungsspirale geleitet wird, ohne dass der magnetisirte Körper in ihr befindet, so ist $I = \text{const } i$, also $\text{Const. } M = I_a - I$.

Hebt man nach dem Magnetisiren des der Einwirkung der Magnetisirungsspirale unterworfenen Körpers den Strom in derselben plötzlich auf, so entsteht wiederum ein dem ersten entgegengesetzter Inductionsstrom von der Intensität I_b , der wieder zusammengesetzt ist aus dem beim Verschwinden des Stromes der Magnetisirungsspirale inducirt Strom von der Intensität I , den man vor dem Einlegen des magnetisirten Körpers in dieselbe direct bestimmen kann, und aus einem Inductionsstrom, der durch Verschwinden eines Theiles M_2 des magnetischen Momentes des Stabes inducirt ist. Man hat dann wieder

$$\text{Const. } M_2 = (I_b - I).$$

Der Werth M_2 entspricht der Differenz des temporären und permanenten magnetischen Momentes des Stabes, oder wie man auch wohl sagt, der Differenz zwischen dem totalen temporären und permanenten Magnetismus des Körpers.

Da man durch die Ablenkung einer dem magnetisirten Körper gegenübergestellten Magnetnadel und durch die Inductionsströme stets das magnetische Moment des Körpers bestimmt, so scheint es unstatthaft, einen Unterschied zwischen dem durch beide Methoden gemessenen „freien und totalen“ Magnetismus aufzustellen, da beide nur Namen desselben, auf verschiedenem Wege beobachteten magnetischen Momentes sind.

Zur Bestimmung des magnetischen Momentes der einzelnen Theile eines magnetischen Körpers, z. B. der verschiedenen Querschnitte eines longitudinal magnetisirten Stabes, kann man im Wesentlichen dieselben Methoden, wie zur Bestimmung des magnetischen Momentes des ganzen Körpers verwenden.

Einmal kann man über die verschiedenen Stellen des magnetisirten Stabes eine kurze Drathrolle schieben, deren Enden mit dem Galvanometer verbunden sind. Ist der Stab mit einer Magnetisirungsspirale umgeben, so wird ganz analog, wie in §. 284, der beim Schliessen und Oeffnen des sie durchfliessenden Stromes in der kurzen Rolle inducirte Strom im ersten Fall dem erzeugten temporären magnetischen Moment es unter ihr befindlichen Theiles des Stabes, im letzten Fall dem verschwundenen Moment desselben, d. i. der Differenz seines temporären und permanenten Momentes entsprechen. Wir haben hierbei selbstverständlich die inducirende Wirkung der Spirale selbst abzuziehen.

Man kann auch die kurze Drathrolle einfach auf die verschiedenen Stellen des temporär oder auch permanent magnetisirten Stabes schieben und sie dann plötzlich ganz von dem Stabe hinunterziehen. Der Inductionsstrom bildet sich hier gerade ebenso, wie wenn die unter der Spirale in ihrer ersten Lage befindlichen Theile des Stabes plötzlich unmagnetisch geworden wären; er entspricht also wiederum dem magnetischen Moment derselben.

Wir setzen hierbei voraus, dass die in der Inductionsspirale erzeugten Ströme dem Moment des in der Mitte derselben befindlichen Theilchens proportional sind. Um dieser Voraussetzung möglichst zu entsprechen, muss die Spirale recht kurz sein und sich genau dem Umfange des Stabes anschliessen. Da sich indess die Momente der Theilchen im Stabe von Ort zu Ort, und zwar nicht immer in demselben Verhältniss ändern, so ist die obige Voraussetzung nur sehr annähernd richtig. Fallen, wie es gewöhnlich eintritt, die Momente von der Mitte eines Stabes nach beiden Seiten ab, so wird der Inductionsstrom bei Aufschieben der Spirale von dem mittleren Theil desselben kleiner ausfallen, als dem Moment des mittelsten Theilchens entspricht. Wird die Spirale mehr nach den Enden des Stabes hingeführt, so wirken die gegen die Mitte desselben hinliegenden Theile stärker, als die den Enden zuliegenden Theile. Bei einem, seiner ganzen Länge nach mit einer Magnetisirungsspirale bedeckten Eisenstab lässt sich nachweisen, dass hierbei die aus den Beobachtungen abgeleiteten Momente, d. h. die Intensität der Inductionsströme gegen die wirklichen Momente der in der Mitte der Spirale befindlichen Elemente des Stabes um so kleiner ausfallen, je weiter man gegen das Ende des Stabes vordringt¹⁾.

¹⁾ Ist die Länge der Molekularmagnete Δy , liegt einer derselben im Abstand y von der Mitte der um den Stab gelegten Drathwindung, deren Entfernung von der Mitte des Stabes c , deren Radius r ist, so ist die beim Verschwinden seines magnetischen Momentes $\mu \Delta y$ inducirte elektromotorische Kraft (vgl. das Capitel Induction)

$$= k \mu \frac{y + \frac{1}{2} \Delta y}{\sqrt{r^2 + (y + \frac{1}{2} \Delta y)^2}} - \frac{y - \frac{1}{2} \Delta y}{\sqrt{r^2 + (y - \frac{1}{2} \Delta y)^2}} = k \mu \Delta y \frac{r^2}{\sqrt{r^2 + y^2}}$$

Wir die, die höheren Potenzen der sehr kleinen Grösse Δy enthaltenden Glieder vernachlässigt haben und k eine Constante ist. Nach den später zu erwähnenden Versuchen kann man annähernd das Moment der Molekularmagnete des betrachteten Stabes

286 Aus dieser Bestimmung der Momente der einzelnen Theile eines Stabes lässt sich unmittelbar die Vertheilung des freien Magnetismus in demselben ableiten, vorausgesetzt, dass die Aenderung der Momente gleichmässig erfolgt und keine Sprünge dabei stattfinden.

Bezeichnet man das magnetische Moment eines von der Mitte des Magnetstabes um x entfernten, nach seinem Nordpol hin liegenden, kleinen Theilchens von der Länge Δx mit m , das des folgenden $x + \Delta x$ entfernten Theilchens mit $m + \frac{dm}{dx} \Delta x$, so wird das Quantum der nach beiden Seiten in den Theilchen vertheilten magnetischen F

$$\pm \frac{m}{\Delta x} \text{ und } \pm \frac{m + \frac{dm}{dx} \Delta x}{\Delta x}$$

sein, wo wir z. B. das Nordfluidum als positiv, das Südfluidum als negativ bezeichnen. An der Berührungsstelle beider Theilchen bleibt das nach aussen wirkende Fluidum

$$\mu = \frac{m}{\Delta x} - \frac{m + \frac{dm}{dx} \Delta x}{\Delta x} = - \frac{dm}{dx} \dots \dots$$

Der freie Magnetismus ist also der Differentialquotient des magnetischen Momentes nach der der Axe des Stabes sprechenden x -Axe¹⁾. Besitzt der Stab eine seitliche Ausdehnung so werden in einer gegen die Axe des Stabes gelegten Ebene alle Punkte in ähnlicher Weise sich verhalten wie das Theilchen in der Axe des

$m = \mu \Delta y = a - b(c + y)^2$ setzen, wo a und b Constante sind, $c + y$ Abstand des Molekularmagnets von der Mitte des Stabes ist. Das Moment eines $-y$ von der Mitte der Inductionsspirale entfernten Molekularmagnets ist $m_1 = a - b(c - y)^2$, also die durch beide zugleich in der Spirale inducirte electromotorische Kraft

$$E_1 = 2k(a - bc^2 - by^2) \frac{r^2}{\sqrt{r^2 + y^2}}$$

Wollen wir die inducirende Wirkung aller vor, hinter und in der Drahtwindungen liegenden Molekularmagnete bestimmen, so haben wir in diesen Ausdruck nach ein für y resp. $\Delta y, 2\Delta y \dots s\Delta y$ bis zu so grossen Werthen von $s\Delta y$ zu setzen, dass die Inductionswirkung der ferner liegenden Molekularmagnete zu vernachlässigen ist, die drücke zu summiren und dazu die Inductionswirkung des in der Mitte der Drahtwindung liegenden Molekularmagnetes $k(a - bc^2) \frac{1}{r}$ zu addiren. Wir erhalten

$$E_s = k(a - bc^2) \left[\left(\frac{1}{r} + 2r^2 \sum \frac{1}{\sqrt{r^2 + y^2}} \right) - \frac{2r^2 b}{a - bc^2} \sum \frac{y^2}{\sqrt{r^2 + y^2}} \right]$$

Das erste Glied in der Klammer ist in Bezug auf c , d. h. den Abstand der Spirale von der Mitte des Stabes constant, das zweite wächst mit wachsendem c , also wird die electromotorische Kraft des Inductionstromes gegen das Ende des Stabes relativ kleiner gegen den $a - bc^2$ proportionalen Werth, den sie haben müsste, wenn sie Moment des in der Mitte der Spirale liegenden Molekularmagnetes entspräche.

¹⁾ Vgl. van Rees, Pogg. Ann. Bd. LXX, S. 15. 1847.

wenn auch die Quanta der in denselben vertheilten Fluida mit ihrem Abstand von der Axe sich ändern. Es wird demnach allgemein in jedem Querschnitt des Stabes der freie, nach aussen wirkende Magnetismus

$$\Sigma \mu = - \Sigma \frac{dm}{dx} = - \frac{d \Sigma m}{dx} \dots \dots \dots 2)$$

Die Umstellung der Zeichen Σ und d ist gestattet, da die Summation von der Differentiation durchaus unabhängig ist.

Diese Formel ist für die ganze Länge des Stabes gültig. Nur an den Enden, wo die Wirkungen der freien Magnetismen nicht durch benachbarte entgegengesetzte Fluida zum Theil aufgehoben sind, tritt noch ein bestimmtes Quantum freien, nach aussen wirkenden Magnetismus auf.

Ändert sich das Moment der Theile eines Stabes von der Mitte an **287** nach beiden Seiten gleichmässig, so kann man auch aus der Bestimmung des Momentes des ganzen Stabes M und des Momentes m_1 des mittleren Theilchens desselben, dessen freier Magnetismus μ_1 , dessen Länge x sei, die Lage seiner Pole ¹⁾ berechnen.

Nach §. 279 ist der Abstand l der Pole von der Mitte des Stabes

$$l = \frac{M}{2\mu_1} = \frac{M}{2m_1} \cdot \Delta x.$$

Misst man also durch eine kurze Inductionsspirale das Moment m_1 über kurzen Strecke Δx in der Mitte des Stabes, so wie das Moment M des ganzen Stabes, sei es ebenfalls durch eine Inductionsspirale, oder auf andere Weise, so erhält man aus dieser Formel direct den Werth l .

Man kann zu dieser Bestimmung auch wohl die folgende annähernde **288** Methode verwenden ²⁾.

Nach §. 175 ist die Kraft, mit welcher ein in der magnetischen Westrichtung horizontal hingelegter Magnetstab, dessen Polabstand $2l$ dessen Moment M ist, auf den einen Pol einer in seiner Verlänge-

¹⁾ Nach der einmal feststehenden Definition der Magnetpole als Angriffspunkte gleich und paralleler (aus unendlicher Entfernung wirkender) magnetischer Kräfte auf die Pole dürfte es durchaus unzweckmässig sein, auch die Angriffspunkte nicht gleicher Kraft nicht paralleler, z. B. nicht aus unendlicher Entfernung wirkender Kräfte als Pole zu bezeichnen. Die Lage dieser Punkte ändert sich selbstverständlich je nach den Bedingungen der Versuche. Ist die Vertheilung des Magnetismus im Stabe bekannt, so ist die Aufgabe der Rechnung, dieselben in jedem Fall zu bestimmen. (Vgl. die Bemerkung von Biecke für die Lage der letzteren Punkte in einem auf einen magnetischen Punkt wirkenden Stab und eine inmitten des Kreises der Tangentenbussole schwimmende Nadel, in der sich je nach der Ablenkung jene Punkte ändern. Nachricht. d. k. k. geograph. Gesellsch. 1872. 22. Mai, Nr. 12.)*

²⁾ Schneebeli, Programm des eidgenös. Polytechnicums in Zürich 1871/72*.

Wirkung im Abstände r von seiner Mitte aufgestellten kleinen Magnetstabes M wirkt, deren freier Magnetismus $\pm \mu$ ist,

$$F = - \frac{2 M \mu}{r^3} \left(1 + \frac{2 l^2}{r^2} \right).$$

Ist die Nadel durch diese Einwirkung um den Winkel φ und kann man r sehr gross gegen ihre Länge setzen, ist die horizontale Componente des Erdmagnetismus gleich H , so folgt

$$\mu H \sin \varphi = F \cos \varphi$$

oder

$$M = \frac{1}{2} \frac{H r^3}{1 + \frac{2 l^2}{r^2}} \operatorname{tg} \varphi.$$

Stellt man ähnliche Versuche in verschiedenen Entfernungen an, so kann man aus denselben nach der Methode der kleinsten Quadrate den wahrscheinlichsten Werth für l berechnen.

Es wird hierbei angenommen, dass r so gross sei, dass die Wirkung der freien Magnetismen des Stabes NS in seinen Polen vernachlässigt werden kann. Jedenfalls tritt hierbei ein um so grösserer Fehler ein, je grösser l gegen r ist, da die der Nadel ns zunächst liegenden Magnetismen des Stabes NS stärker, die ferneren schwächer wirken, so als Centra der wirkenden Kräfte die Pole nicht genau anzunehmen. Der auf diese Weise beobachtete Abstand der Pole wird in Folge der Correction zu gross ausfallen.

Eine andere, weniger allgemein anwendbare und umständlichere Methode ist die, dass man denselben Strom durch eine Spirale und eine gewöhnliche Tangentenbussole fließen lässt, deren Nadel durch den zu untersuchenden Magnetstab ersetzt ist. Die Abweichung der Nadel vom Tangentengesetz bei den an letzterer beobachteten Ablenkungen des Magnetstabes, in dessen Polen die Wirkung des Stromes beobachtet werden kann, geben dann auch ein Maass für die Länge der Pole.

Auch hier treten ähnliche Fehlerquellen auf, wie bei der Methode der Pole. Da die am stärksten mit freiem Magnetismus versehene Nadel am weitesten aus dem Centrum entfernt liegen, als die Wirkung auf sie relativ am kleinsten ist, so wirkt das resultirende Moment des Kreisstromes an Punkten der Nadel, die der Mitte näher liegen, als die Pole, an denen der Erdmagnetismus angreift. In der Berechnung wird demnach ziemlich complicirt.

1) Man kann ferner die Wirkung der einzelnen Stellen des magnetisirten Stabes auf eine ausserhalb befindliche, horizontal aufgestellte Magnetnadel bestimmen, indem man den Stab mit seiner magnetischen Axe in der durch die Axe der Nadel gelegten Verticalalebene

tellt und die Nadel dicht vor den einzelnen Stellen desselben schwingen lässt. Bestimmt man die Schwingungszahlen der Nadel N und N_1 nur unter Einfluss des Erdmagnetismus und dann bei Annäherung verticalen Stabes, und nimmt man an, dass nur die der Nadel zu- st liegenden Theile desselben auf sie wirken, so ergibt sich der Magnetismus daselbst proportional dem Werth $N_1^2 - N^2$.

2) Man kann auch den verticalen magnetischen Stab in verschie- r Höhe von Ost oder West her dem einen Pol der Nadel nähern und Ablenkung α bestimmen, wo dann die Wirkungen der der Nadel chst liegenden Stellen des Stabes dem Werth $tg \alpha$ proportional sind.

3) Endlich könnte man auch die an einem Faden hängende hori- le Magnetnadel unten durch ein angehängtes Gewicht beschweren, sie so den verschiedenen Stellen des horizontal hingelegten Stabes rn. Ihr einer Pol würde zum Stab hingezogen und die Nadel folgte hrer Masse dieser Anziehung. Man könnte aus dem Winkel φ , um ler Aufhängungsfaden hierbei aus der Verticalen abgelenkt wird, die ung der dem Magnetpol gegenüberliegenden Stelle des Stabes auf ren bestimmen. Dieselbe wäre wiederum proportional $tg \varphi$.

4) Endlich könnte man den Stab in horizontaler Lage in der mag- hen Ostwestrichtung festlegen und neben demselben und ihm pa- eine Declinationsnadel verschieben. Die Ablenkung derselben giebt saass für die Wirkung des Stabes auf dieselbe.

Alle diese Methoden geben sehr unreine Resultate. Befindet sich der Pol der Nadel bei der ersten und dritten Methode so nahe an dem alen Magnetstab, dass man nur die Wirkung der unmittelbar neben Pol der Nadel liegenden Stellen des Stabes zu berücksichtigen ht, so vertheilt die Nadel selbst durch ihren Magnetismus in dem von Neuem Magnetismus oder dreht die Molecularmagnete dessel- o dass die beobachtete Kraft zu gross wird.

st die Nadel weiter von dem Stabe entfernt, so erhält man bei vier Methoden die Resultate der Wirkungen aller auf dem Stab be- hen freien Magnetismen auf dieselbe, welche alle in verschiedenen nungen und Richtungen auf die Pole der Nadel wirken. Die unng der Vertheilung der freien Magnetismen würde selbst bei hen Beobachtungen in verschiedenen Entfernungen der Nadel von tabe sehr schwierig sein¹⁾.

Wir wollen nur die Wirkung auf den einen Pol der Nadel ns (Fig. 185 a. f. S.) en, dieselbe also sehr lang annehmen. Ist der Abstand dieses Poles vom Magnet ch r , die Entfernung des Punktes B von der Mitte A des Magnets gleich c , ist der gnetismus an der um y von A entfernten Stelle E des Stabes gleich $m = f(y)$, e Wirkung desselben auf den Pol n , dessen freier Magnetismus gleich μ sei, gleich

$$\frac{\mu f(y)}{r^2 + (c - y)^2},$$

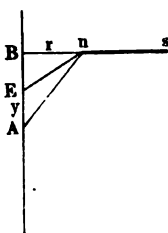
Componente dieser Wirkung in der Richtung Bn gleich

$$C = \mu f(y) \cdot \frac{r}{[r^2 + (c - y)^2]^{\frac{3}{2}}}$$

289a. Endlich kann man den Magnetismus eines Körpers an verschiede Stellen bestimmen, indem man die Kraft misst, welche erforderlich ist um die Theilchen desselben an diesen Stellen von einander zu reiß. Um dabei von den die Theile zusammenhaltenden Cohäsionskräften unabhängig zu sein, bildet man den Körper gleich von vornherein aus an einer Stelle sorgfältig an einander geschliffenen und an einander legten Stücken und magnetisirt das so geformte System als Ganzes irgend einer Weise, sei es temporär oder permanent. Die zum Abreißen eines Stückes vom anderen erforderliche Kraft kann man durch Gewichte messen, welche man auf dasselbe wirken lässt. Es dient dies gewissermaßen als Anker des als Magnet zu betrachtenden andern Stückes und die gemessene Kraft ist die „Tragkraft“ des Systems. Nehmen wir, wie es wohl wahrscheinlich ist, an, dass die Moleküle magnetischen Körper selbst gegen ihre Molekularabstände von einander verschwindend kleine Dimensionen haben, nehmen wir ferner in einem linearen magnetisirten Stabe zwei Moleküle NS und N_1S_1 (Fig. 185) an, deren Mittelpunkte den Abstand r besitzen, deren Länge $2a$, die magnetische Fluida $\pm \mu$ sind, so ist die Anziehung derselben:

Die Componente parallel dem Magnetstab ist gleich

Fig. 185.



$$D = \mu f(y) \frac{c - y}{[r^2 + (c - y)^2]^{\frac{3}{2}}}$$

Um die Gesamtwirkung aller Theile des Stabes die Nadel in beiden Richtungen zu erhalten, sind diese drücke über die ganze Länge $2L$ des Stabes von $y = 0$ bis $y = +L$ zu integriren.

Bei den Methoden 1 bis 3 wird im Wesentlichen die erste Componente C auf die Nadel wirken. Bei der Methode 1 schwingt die Nadel dann unter Einfluss dieser Componente und der horizontalen Componente H des Erdmagnetismus. Steht bei der zweiten Methode der Pol n der Nadel östlich oder westlich von dem Stabe und ist sie um einen Winkel α abgelenkt, so ist $C = H \operatorname{tg} \alpha$.

Bei der vierten Methode wird sich die gegen den Stab normale Componente C dem in gleicher Richtung wirkenden Erdmagnetismus addiren. Ist die dem Stabe parallele Componente D , so ist die Ablenkung der Nadel β

$$(C + H) \operatorname{tg} \beta = D.$$

Man hat geglaubt, durch diese Methode die Pole des Stabes bestimmen zu können, indem man sie in der Verlängerung der Nadel an den Stellen annahm, wo diese keine Ablenkung zeigt, also $\beta = 0$ ist; indess ist letzteres nur ein Beweis, dass dem Stab parallele Componente der Wirkungen seiner freien Magnetismen auf die Nadel Null ist. In verschiedenen Entfernungen r vom Pole tritt dies an sehr verschiede Stellen ein. Ist r klein, so wirken hauptsächlich die der Nadel zunächst liegenden Enden. Da nun meist der freie Magnetismus gegen die Enden des Stabes stark steigt, muss man die Nadel ziemlich stark diesen Enden nähern, um $D = 0$ zu machen. Bei weiterer Entfernung vom Stabe muss man die Nadel mehr gegen die Mitte schiefen, da die Wirkungen der weiter entfernten Stellen des Stabes hinzutreten. Bei noch weiterer Entfernung tritt dann auch die Wirkung des von der Nadel abgewendeten Endes der Nadel störend auf; man muss sie wieder dem Ende des Stabes nähern, um $D = 0$ zu erhalten. Man erhält also auf diese Weise durchaus nicht die Lage der Pole¹⁾.

¹⁾ Vgl. diese Annahme bei Dub, Pogg. Ann. Bd. CXV, S. 220. 1862* und Entgegnung von G. Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. CXVII, S. 229. 1862*.

$$\frac{\mu^2}{(r - 2a)^2} + \frac{\mu^2}{(r + 2a)^2} - \frac{2\mu^2}{r^2}$$

oder mit Vernachlässigung der die höheren Potenzen von a enthaltenden Glieder

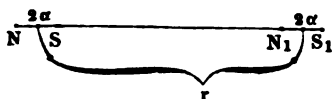
$$24 \frac{\mu^2 a^2}{r^4}.$$

Das magnetische Moment jedes Moleküls ist aber $M = 2\mu a$, so dass die Anziehung wird

$$A = 6 \frac{M^2}{r^4}.$$

Wären also die beiden, an den Molekülen NS und N_1S_1 endigenden Hälften des Stabes nicht durch Cohäsionskräfte verbunden, sondern nur an einander gelegt, so entspräche die zur Trennung derselben erforderliche Kraft d. i. die Tragkraft beider Hälften gegen einander dem Quadrat des magnetischen Moments der Theile des Stabes an der Trennungsstelle. Hierbei ist die Einwirkung der von der Trennungsstelle entfernter liegender Moleküle auf einander vernachlässigt. Bei Körpern, die eine grössere Querausdehnung haben und an irgend einer

Fig. 186.



Stelle durchschnitten sind, würde die zum Trennen beider Theile erforderliche Tragkraft der Summe der Quadrate der magnetischen Momente aller einander berührender Theilchen an der betreffenden Stelle gleich sein.

Bei der praktischen Ausführung bietet diese Methode insofern grosse Ungenauigkeiten und liefert Resultate, welche von den oben angeführten häufig abweichen, als man die Entfernung niemals genau gleich gross machen kann, um welche die an einander gelegten Theile eines Körpers von einander abstehen, und dann die Wechselwirkung derselben sich ändert. Man erhält so bei verschiedenen Körpern schwer vergleichbare Resultate. Bestimmt man unter Zwischenschaltung eines gewissen Abstandes die Anziehung eines Magnetstabes gegen einen zweiten, in seiner Verlängerung liegenden Magnetstab oder geradlinigen Eisenstab, so werden die Erscheinungen noch complicirter, da nun nicht nur die Wirkung der einander berührenden magnetischen Moleküle allein zu berücksichtigen ist.

Man hat auch wohl, um die Vertheilung der freien Magnetismen eines Stabes seiner Länge oder Dicke nach zu bestimmen, denselben horizontal hingelegt, auf seine verschiedenen Stellen ein, an einer Waage hängendes Eisenstäbchen gesetzt und die zum Abreissen erforderlichen Gewichte bestimmt, welche man dem Quadrat des freien Magnetismus an der betreffenden Stelle proportional setzte, da das Eisenstäbchen eine dem Magnetismus der berührten Stelle proportionale temporäre Magnetisirung erhielt. Jedenfalls wird indess hierbei durch die magnetisirende Rück-

wirkung des magnetisirten Eisenstäbchens auf den magnetischen Körper in letzterem eine wesentliche Veränderung der Vertheilung des Magnetismus hervorgerufen, so dass diese Methode kaum sichere Resultate geben kann.

290 Bei den in sich geschlossenen Magneten (Hufeisen, die mit Anker versehen sind) wenden wir im Allgemeinen dieselben Methoden zur Bestimmung ihres Magnetismus an. Wir reissen den Anker durch Gewicht von ihnen ab und bestimmen ihre Tragkraft, die, wie oben, indirect das Moment der Theilchen an der Trennungsstelle bestimmt. Wir messen auch wohl die Anziehung des Ankers in grösserer Entfernung. Wir umgeben die Magnete mit Inductionsspiralen an einer Stelle oder an allen Orten und bestimmen durch den beim Schliessen des magnetisirenden Stromes oder beim Abreissen des Ankers entstehenden Inductionsstrom das temporäre Moment der Magnete während der Schliessung durch den Anker. Wir beobachten durch den beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes entstehenden Inductionsstrom die hierbei stattfindende Aenderung des magnetischen Momentes; die Differenz beider Beobachtungen giebt uns das nach Oeffnen des Stromes zurückbleibende remanente magnetische Moment. Reissen wir dann den Anker ab, so erhalten wir einen neuen der hierbei stattfindenden Verminderung des Moments entsprechenden Inductionsstrom. Die Differenz dieser und der vorhergehenden Beobachtung giebt das nach Abreissen des Ankers im Magnet zurückbleibende permanente Moment. Durch Schwingungen einer angenäherten Magnetnadel können wir auch einen annähernden Schluss auf den etwaigen freien Magnetismus im geschlossenen Kreise ziehen.

Auch die Messung der magnetischen Friction, d. h. der Kraft welche erforderlich ist, um zwei Theile eines magnetisirten Körpers an einander zu verschieben, bestimmt annähernd das Quadrat des magnetischen Momentes der einander berührenden Moleküle des Magnetes.

Es ist ersichtlich, dass man durch alle bisher angegebenen Methoden, sei es direct, sei es indirect, stets das magnetische Moment des magnetisirten Körper als Ganzes oder ihrer einzelnen Moleküle bestimmen kann.

Wir wollen jetzt das Moment der nicht in sich geschlossenen Magnete im Ganzen und in ihren einzelnen Theilen betrachten, zuerst was es abhängig ist von der Intensität der magnetisirenden Kraft und von dem Stoff der Magnete, sodann wie es durch ihre Dimensionen bedingt ist. Wegen der Verwickelung der Resultate bei den Versuchen über die Tragkraft und magnetische Friction, so wie bei den geschlossenen Magneten, wollen wir diese Capitel besonders behandeln.

Bestimmung der temporären und permanenten Magnetisirung nicht in sich geschlossener Magnete.

Abhängigkeit von der magnetisirenden Kraft und dem Stoff der Magnete.

Die Abhängigkeit des temporären magnetischen Momentes eines Eisenstabes von der Intensität der magnetisirenden Kraft ist zuerst genauer von Lenz und Jacobi¹⁾ untersucht worden. Magnetisirung geschah durch Einwirkung eines galvanischen Stromes. Der magnetisirende Strom wurde zuerst durch die beiden Spiralen einer elektromagnetischen Waage nach ihrer von Lenz und Jacobi vertretenen Construction geleitet, und durch Messung der Gewichte, welche erforderlich waren, um die Waage einzustellen, die Intensität der Ströme gemessen. Der Strom floss sodann durch Leitungsdrähte zu einer Drahtspirale, welche aus einer beliebigen Anzahl von 1 bis 6 über einander liegenden Spiralen von je 79 Windungen und von 2'' bis 3,7'' Durchmesser zusammengesetzt werden konnte. In diese Drahtspirale wurden Eisen- und magnetisirende Eisencylinder gelegt, welche 8'' lang waren und Durchmesser $\frac{1}{2}$, 1, $1\frac{1}{2}$, 2, $2\frac{1}{2}$ und 3'' Durchmesser hatten. Die Spirale war 20 Fuss von der Waage ab, so dass der in ihr erregte Magnetismus keinen Einfluss auf die Magnete der Waage ausüben konnte. — Um den sogenannten totalen, in den Eisencylindern entstandenen Magnetismus also ihr temporäres Moment zu messen, wurde die dieselben umgebende Spirale noch mit einer zweiten gleichen Spirale umgeben, deren Durchmesser durch Leitungsdrähte mit einem 15 Fuss von der Spirale entfernten Galvanometer verbunden waren, und in der beim Schliessen und Oeffnen des Stromes in der ersten Spirale ein Inductionsstrom entstand. Lenz und Jacobi setzen die Intensität dieses inducirten Stromes beim Aufheben der Magnetisirung verschwindenden freien magnetischen Theilchen des Magnetes unter der Inductionsspirale proportional dem in §. 284 angeführten i , entspricht dieselbe dem magnetischen Moment der Stäbe. — Zuerst wurde kein Eisenkern in die Spirale gelegt und die Ablenkung φ der Nadel des Galvanometers beim Oeffnen des durch die Spirale geleiteten Stromes beobachtet. Die Intensität i entsprach dem Werth $i = \text{const} (1 - \cos \varphi)$. Wurde dasselbe Verfahren bei Einlegen des Eisenkerns angewendet, so zeigte der in der Spirale jetzt eine andere Intensität i_1 . Die Differenz $i_1 - i$ ist proportional dem jedesmal beim Oeffnen der Schliessung verschwundenen temporären Magnetismus des Eisenkernes. Der zurückbleibende permanente Magnetismus war hierbei sehr klein. Nachdem man sich von

Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 225. 1839*.

den Fehlerquellen befreit hatte, welche durch die temporäre Magnetisierung der an der Waage hängenden Stahlstäbe durch die unter ihnen befindlichen, vom Strom durchflossenen Spiralen entstanden, ergab sich bei den sechs Eisencylindern, dass

das in ihnen erzeugte temporäre magnetische Moment der Intensität der magnetisirenden Ströme proportional ist.

Die Intensität der letzteren wurde bei den Versuchen im Verhältnis von 4 : 33 geändert.

292 Wurde ferner ein Eisencylinder gleichzeitig mit zwei gleich langen, verschieden dicken, überspannenen Kupferdräthen von 0,06" und 0,0075" Durchmesser bewickelt, und durch beide Dräthe in entgegengesetzter Richtung hinter einander der Strom geleitet, so zeigte das Eisen nicht eine Spur von Magnetismus. Auch war bei dem §. 291 beschriebenen Verfahren der beim Aufhören der Magnetisierung eines auf die eben beschriebene Weise mit Kupferdräthen umwundenen Eisencylinders in einer Inductionsspirale erzeugte Inductionsstrom ganz gleich stark, mochte der magnetisirende Strom bei gleicher Stromintensität durch den einen oder anderen Drath geleitet worden sein. Dasselbe ergab sich, als der eine Drath durch einen gleich langen Streifen von Kupferblech ersetzt wurde.

Es ist also die temporäre Magnetisierung von der Dicke des Drathes der magnetisirenden Spirale unabhängig.

293 Wurde der Eisenkern von $1\frac{1}{2}$ " Dicke (§. 291) durch die sechs derselbst erwähnten, verschieden weiten Spiralen unter Anwendung gleich starker magnetisirender Ströme magnetisirt, so ergab die Messung der Inductionsströme die jedesmaligen Magnetismen:

Durchmesser						
der Spirale:	2"	2,3"	2,6"	2,9"	3,3"	3,7"
Magnetismus:	133	131	129	125	121	122.

Es ist also die temporäre Magnetisierung von der Weite der Windungen der magnetisirenden Spirale unabhängig.

Dieses Resultat folgt auch aus den §. 162 entwickelten Sätzen, wenn der Durchmesser der Spirale gegen ihre Länge klein ist.

Bei weiteren Spiralen ist der Magnetismus etwas kleiner, als dies Gesetz erfordert, da die von denselben, namentlich auf die Enden der Stäbe, ausgeübte Scheidungskraft ein wenig geringer ist, als die der dichteren Spiralen. Wurde also z. B. ein 8" langer Eisenstab in die vier über einander geschobenen Spiralen von 2,3 und 2,6, von 3,3 und 3,7" Durchmesser und von je 79 Windungen geschoben, der Strom hinter einander durch die beiden ersten in der einen, durch die beiden anderen in der entgegengesetzten Richtung geleitet, so ergab sich beim Oeffnen der Leitung ein Inductionsstrom, der eine überwiegende Magnetisierung durch die engeren Spiralen anzeigte.

Wurden die Spiralen auf die Mitte eines drei Fuss langen Eisenstabes geschoben, der auf seiner ganzen Länge von der Inductionsspirale bedeckt war, und der magnetisirende Strom durch je zwei der Spiralen in entgegengesetzter Richtung geleitet, so war die überwiegende Wirkung der dünneren Spiralen nicht so bedeutend.

Das oben ausgesprochene Gesetz wird also bei Anwendung einer

Fig. 187.



Spirale mit vielfachen über einander liegenden Windungsreihen um so mehr gelten, je mehr die äusseren Windungen auf die mittleren Theile der Eisenstäbe beschränkt bleiben, so dass die Spirale etwa die beigezeichnete Form (Fig. 187) hat.

Wurden mehrere der oben angeführten Spiralen I — VI gleichzeitig auf den Eisenstab geschoben, und wurde der Strom bei gleichbleibender Intensität durch eine oder mehrere derselben hinter einander geleitet, so ergab sich beim Oeffnen desselben die Intensität des Inductionsstromes:

Spiralen:	Intensität:
I	0,13333 α
I + II	0,26406 „
I + II + IV	0,38895 „
I + II + IV + V	0,51016 „
I + II + III + IV + V	0,63916 „
I + II + III + IV + V + VI	0,76102 „

Mit Berücksichtigung der Unterschiede der magnetisirenden Kraft weiter und enger Spiralen ergibt sich hieraus:

Das temporäre magnetische Moment eines Eisenstabes ist der Summe der durch die einzelnen Windungen der magnetisirenden Spirale in ihm erzeugten Momente gleich oder innerhalb gewisser Grenzen auch der Anzahl der Windungen der Magnetisirungsspirale proportional.

Von dem Stoff des Drathes, durch welchen der magnetisirende Strom fließt, ist die Stärke der Magnetisirung eines demselben benachbarten Eisenstabes völlig unabhängig.

So werden nach Davy Eisenstäbe an allen Stellen einer horizontalen Stromschliessung gleich stark magnetisirt, mögen sie sich nun über oder unter derselben in horizontaler oder neben derselben in verticaler Richtung befinden, und mag der Theil der Leitung, über dem die Stäbe liegen, aus einem festen, kalten oder glühenden Drathe oder einer mit geschmolzenem Newton'schen Metall oder Quecksilber gefüllten Röhre bestehen. — Wenn Röhren, die mit Wasser und verdünnten Salzlösungen, oder geschmolzenem Kalihydrat, gefüllt waren, hierbei scheinbar keine Wir-

kung gaben, so liegt dies nur daran, dass die Intensität des Stromes beim Durchgang durch dieselben zu stark geschwächt war¹⁾.

Wenn ferner v. Feilitzsch²⁾ fand, dass bei Anwendung von Strömen von gleicher Intensität Spiralen von gleich viel Windungen von Eisendrath, namentlich wenn sie aus mehrfachen Lagen bestehen, einen eingelegten Eisenstab ein anderes Moment ertheilen, als gleiche Spiralen von Kupferdrath, so ist dies auch nur durch den ganz secundären Umstand bedingt, dass die einzelnen Theile des Drathes der Eisenspiralen selbst durch den Strom magnetisch werden und nun auf den eingelegten Eisenstab zurückwirken. — Aeltere Versuche von dal Negro³⁾ konnten wegen mangelnder Messungen der Intensität der magnetisirenden Ströme zu keinem sicheren Resultat führen.

In Folge dieser Resultate pflegt man das Product aus der Intensität des magnetisirenden Stromes mit der Anzahl der Windungen der Magnetisirungsspirale mit dem Namen der magnetisirenden Kraft oder des magnetischen Effectes zu bezeichnen, indem man die magnetisirende Wirkung aller einzelner Windungen der Spirale als gleich annimmt.

296 Giebt man die Richtigkeit dieser Sätze zu, so lässt sich bestimmen, in welcher Weise man eine Kupfermasse von gegebenem Gewicht oder Volumen zu kürzerem und dickerem oder zu längerem und dünnerem Drath ziehen muss, um bei gegebener Länge der Axe der aus demselben zu bildenden Magnetisirungsspirale bei gegebener elektromotorischer Kraft das Maximum der magnetisirenden Kraft zu erhalten. Es muss entsprechend den Betrachtungen des §. 213 der Widerstand der Spirale dem Widerstand der Säule und der sonstigen Leitung gleich sein. Die magnetisirende Kraft im Maximum ist dann, wenn der Einfluss der Aenderung der Weite der Windungen vernachlässigt wird, der Quadratwurzel des Drathgewichtes proportional. Ist also z. B. die Säule aus wenig grossen Elementen gebildet, so muss zur Erreichung des Maximums der Wirkung der Widerstand der Magnetisirungsspirale, also die Windungszahl vermindert und dafür der Drath dicker gewählt werden. Eine solche Verminderung des Widerstandes kann auch eintreten, wenn zwischen den einzelnen Windungen neben einander leitende Verbindungen stattfinden, so z. B. wenn man, wie neuerdings unzweckmässiger Weise empfohlen wurde⁴⁾, nicht besponnenen Drath zur Verfertigung der Spiralen verwendet, wo dann der Strom mehrere Windungen neben einander durchfliessen kann. Derartige Spiralen können also in gewissen Fällen eine stärkere magnetisirende Kraft ausüben, wie Spiralen mit gut isolirten Windungen; auch kann bei ersteren, wenn zufällig die einzelnen Windungen

1) Vergl. Davy, Phil. Trans. 1821. p. 7*; Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 235 u. 241*. — 2) v. Feilitzsch, Encyclopädie S. 108. 1865*. — 3) Dal Negro, Phil. Ann. Bd. XXIX, S. 473. 1833*. — 4) Du Moncel, Compt. rend. T. LX, p. 125. 231. 1865*. Dingl. J. Bd. CLXXVI, S. 164*. Bradley, Dingl. J. Bd. CLXXVII, S. 202. 1865*.

urch Oxydschichten von einander isolirt sind, in denselben Raum eine rössere Windungszahl, wie von besponnenem Drath hineingewunden werden, so dass sich auch dadurch in gewissen Fällen die magnetisirende Wirkung vergrössern kann. Exacte und vorher berechenbare Resultate sind dabei indess wegen der Unbestimmbarkeit der Nebenleitungen selbstverständlich nicht zu erzielen¹⁾.

Das Gesetz, welches sich aus den bisher erwähnten Versuchen ergibt, dass das magnetische Moment eines Eisenstabes der auf ihn wirkenden magnetisirenden Kraft direct proportional ist, gilt indess annähernd nur für schwächere magnetisirende Kräfte. Bei stärkeren nähert sich das Moment einem Maximum. Dies hat zuerst Joule²⁾ nachgewiesen. Er stellte geradlinige, 14 Zoll lange Elektromagnete von $\frac{3}{11}$ und $\frac{7}{11}$ '' im Quadrat Querschnitt, die aus zusammengelegten Eisendräthen gebildet waren, vertical auf, legte darauf ein Holzbrettchen und hängte über ihnen eben so lange und dicke Stäbe von Eisen oder Eisendrath an dem einen Ende eines Waagebalkens auf. Ein Strom wurde durch die, beide Elektromagnete umgebenden Spiralen und ein Galvanometer geleitet und das Gewicht bestimmt, welches zum Abreissen derselben von einander erforderlich war. Während in den meisten Fällen das Gewicht dem Quadrat der Intensität des magnetisirenden Stromes entsprach, zeigte sich in zwei Fällen, bei denen die Elektromagnete dünn waren und mit doppelten und auch stellenweise dreifachen Lagen von Drathwindungen versehen, so bei gleich bleibender Stromintensität einer stärkeren magnetisirenden Kraft ausgesetzt waren, eine Abweichung von diesem Gesetz, indem mit zunehmender Intensität die Anziehungen langsamer wuchsen, als das gleiche erforderte.

Diese Anziehungen A , gemessen in Grains, betragen bei den Intensitäten I der angewandten Ströme bei den beiden Stäben I. und II.

	I.			II.	
I	A	$\frac{A}{I^2}$	A	$\frac{A}{I^2}$	
8	410	6,40	667	1,04	
12	690	4,79	1170	0,84	
16	1000	3,01	1920	0,75	
24	1460	2,53	3500	0,61	

Wären die magnetischen Momente der Stäbe in ihren einzelnen Theilen der magnetisirenden Kraft proportional, so müssten die zum Abreissen erforderlichen Gewichte nach §. 289 a. dem Quadrat derselben entsprechen. Die im Verhältniss zu den wachsenden Intensitäten langsamer

¹⁾ Vgl. Dub, Kritik hierüber, Pogg. Ann. Bd. CXXVII, S. 237. 1866*. — Joule, Annals of El. Vol. IV, p. 131. May 28, 1839, Phil. Mag. [4] Vol. II, p. 310*.

erfolgende Zunahme der Gewichte zeigt also, dass die magnetischen Momente sich einem Maximum nähern.

298 Auf eine andere Weise hat J. Müller¹⁾ diese Annäherung des magnetischen Momentes an das Maximum im weichen Eisen nachgewiesen, indem er, entsprechend der §. 277 beschriebenen Methode, eine horizontale Magnetisirungsspirale in der magnetischen Ostwestlage einer Magnetnadel gegenüberstellte. Die Spirale bestand aus zwei über einander gelegten Spiralen von 408 und 372 Windungen, deren Länge 532^{mm} und 482^{mm} betrug. Durch die Spiralen wurden Ströme geleitet, deren Intensität an der Tangentenbussole abgelesen war, und die Ablenkungen α der Nadel bestimmt. Sodann wurden in die Spirale Eisenstäbe von 560^{mm} Länge und 9, 12, 15, 44^{mm} Dicke eingeschoben, und die Ablenkungen α_1 der Magnetnadel wiederum bestimmt. Das Moment m der Stäbe folgt dann aus der Formel $m = \text{const} (tg \alpha_1 - tg \alpha)$.

Ist die magnetisierende Kraft, also das Product der Zahl der Windungen W der Spirale mit der Intensität I des Stromes gleich p , der Durchmesser der Stäbe gleich d , das im Stab erzeugte temporäre magnetische Moment gleich m , so ergaben die Versuche u. A.:

$\frac{d = 9^{\text{mm}}}{W}$	I	p	m	$\frac{m}{p} \cdot 10^8$
372	44,076	16397	0,2760	1683
	37,534	13963	0,2735	1959
	19,278	7110	0,2202	3097
	3,913	1456	0,0597	4100
$\frac{d = 15^{\text{mm}}}{780}$	34,902	27223	0,7335	2694
	21,399	16691	0,6228	3731
	8,596	6705	0,3092	4611
	4,158	3243	0,1541	4748
$\frac{d = 44^{\text{mm}}}{372}$	45,633	16975	0,3631	8041
	19,810	7369	0,5946	8069
	9,093	3383	0,2730	8129

Hiernach stellt folgende empirische Formel innerhalb der Grenzen der Versuche die Beziehung zwischen der magnetisierenden Kraft und dem erzeugten temporären magnetischen Moment mit genügender Genauigkeit dar:

$$p = 220 d^{\frac{3}{2}} tg \left(\frac{m}{0,00005 d^2} \right) \text{ oder } m = 0,00005 d^2 \text{ arc } tg \left(\frac{p}{220 d^{\frac{3}{2}}} \right).$$

¹⁾ J. Müller in Freiburg, Pogg. Ann. Bd. LXXIX, S. 337. 1850*; Bd. LXXXII, S. 181. 1851*; Müller's Fortschritte der Physik, S. 494*.

liesen Versuchen folgt also wiederum, dass das temporäre Moment der Stäbe nicht in gleichem Verhältniss mit der angewandten magnetisirenden Kraft zunimmt, sondern sich aximum, dem sogenannten „Sättigungspunkt“ nähert, so eher erreicht wird, je dünner der der Einwirkung unter-

iese Beziehung leichter übersehen zu können, sind in Fig. 188 ate der verschiedenen Versuche von Müller angegeben. isirenden Kräfte sind als Abscissen, die erzeugten Magnetis- dinaten verzeichnet. Die die Gipfelpunkte der letzteren ver- Curven lassen den Gang der Magnetisirung mit dem Wach- gnetisirenden Kraft erkennen. — Die auf einander folgenden is IV beziehen sich auf die Magnetisirung der Stäbe von ver- Durchmesser $d = 9, 12, 15, 44^{\text{mm}}$.

leinere Werthe der magnetisirenden Kraft p ist in obiger For- 299

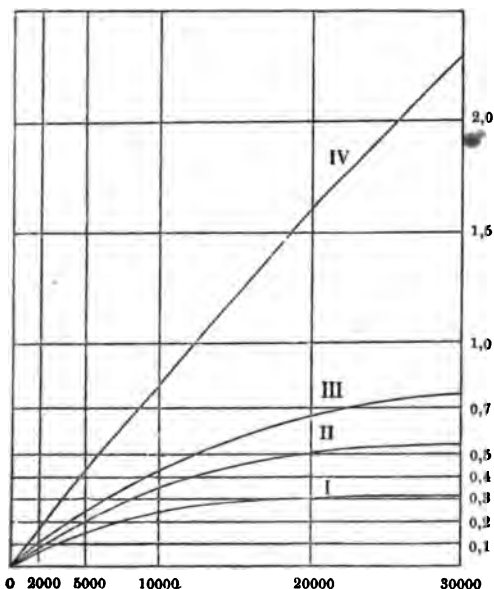
le der Tangente der Winkel $\frac{m}{0,00005 d^2}$ unmittelbar zu setzen.

würde die Formel ergeben:

$$m = \text{const. } p \sqrt{d}.$$

römen von geringer Intensität wäre also der temporäre Mag-

Fig. 188.



des Eisens der magnetisirenden Kraft direct proportional und Quadratwurzel des Durchmessers der Stäbe entsprechend.

Wollte man der Formel eine, freilich mit vollem Rechte nicht statthafte Geltung weit über die Grenzen der Versuche hinaus einräumen, so würde sich für $p = \infty$ ein Maximum ergeben, indem dann $tg \frac{m}{0,00005d^2} = \infty$ sein müsste, d. h.

$$\frac{m}{0,00005d^2} = 90^\circ \text{ und } m = 90 \cdot 0,00005d^2.$$

In diesem Falle wäre das Maximum des in einem Eisenstab zu erzeugenden temporären Momentes dem Quadrat seines Durchmessers oder seinem Querschnitt direct proportional.

Um bei verschiedenen dicken Stäben gleiche aliquote Theile des Maximums zu erhalten, müsste $tg \frac{m}{0,00005d^2}$ gleich gross sein, also

$$p = 220 d^{3/2} \text{ Const.}$$

Hiernach müsste man, um gleiche aliquote Theile des Maximums der Magnetisirung zu erhalten, bei verschiedenen dicken Stäben Ströme anwenden, deren Intensitäten sich wie die $\frac{3}{2}$ te Potenz ihrer Durchmesser verhalten.

Es ist klar, dass wir, wie Müller selbst, diesen letzteren Resultaten ebenso wie der Formel, aus der sie abgeleitet sind, nur einen speciellen empirischen Werth beilegen dürfen, da die magnetisirende Kraft, welche auf die Moleküle der Eisenstäbe wirkt, in der Mitte der letzteren viel bedeutender war, als an ihren Enden, also auch in der Mitte der Stäbe die Moleküle das Maximum des magnetischen Momentes schon erreicht haben, während bei zunehmender Intensität die Momente der an den Enden derselben gelegenen Moleküle noch wachsen.

Die Versuche von W. Weber über die Annäherung des Magnetismus des Eisens an ein Maximum mit wachsender magnetisirender Kraft s. weiter unten.

300 Bei dickeren Stäben stellt sich das Maximum des Magnetismus erst bei stärkeren magnetisirenden Kräften ein, namentlich wenn sie weit aus der Magnetisirungsspirale herausragen, weshalb dasselbe von einzelnen Beobachtern¹⁾ nicht aufgefunden werden konnte. Man kann die Annäherung an das Maximum indess nach Koosen²⁾ sehr gut nachweisen, wenn man einen schwachen Strom durch eine Spirale, welche einen Eisenkern von etwa einer Linie Durchmesser enthält, und den Drath einer Tangentenbussole hinter einander leitet, und die Spirale mit dem Eisenkern so lange verschiebt, bis ihre Einwirkung und die ablenkende Wirkung des Drathes der Bussole auf die Nadel in derselben sich compensiren und die

¹⁾ Buff u. Zamminer, Ann. d. Chem. u. Pharm. Bd. LXXV, S. 83. 1850. —
²⁾ Koosen, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 159. 1852*.

selbe gerade auf Null zurückgeführt ist. Wendet man dann Ströme von immer stärkerer Intensität an, so schlägt die Nadel durch das Ueberwiegen der Wirkung des Stromes in der Tangentenbussole aus, da der Magnetismus des Eisens nicht proportional der Stromintensität zunimmt.

Ganz analoge Versuche hat Dub¹⁾ angestellt, indem er nur den horizontal liegenden geradlinigen Elektromagnet durch einen hufeisenförmigen ersetzte, dessen Schenkel in einer Verticalebene lagen und dessen Polflächen in die Schwingungsebene der Nadel der Tangentenbussole fielen. Wurde die Stromintensität im Verhältniss von 1 : 4 gesteigert, so zeigte sich bei Anwendung eines Hufeisens mit 1 Zoll dicken und 6 Zoll langen Schenkeln noch keine Abweichung der Nadel der Bussole, also keine merkliche Annäherung an das Maximum, wohl aber bei einem eben solchen Hufeisen von $\frac{1}{2}$ Zoll Dicke²⁾.

Auch v. Waltenhofen³⁾ legte eine Magnetisirungsspirale von 91^{mm} 301 Länge, 30^{mm} innerem und 73^{mm} äusserem Durchmesser, die aus 6×24 Windungen von 3^{mm} dickem Kupferdrath bestand, in ostwestlicher Richtung eine Bussole horizontal hin, leitete durch dieselbe einen Strom und compensirte ihre Wirkung durch eine von demselben Strom durchflossene, von der anderen Seite der Bussole genäherte Spirale. Die Intensität i des Stromes wurde durch eine Tangentenbussole gemessen; als Einheit derselben gilt die Intensität, welche der Magnetisirungsspirale ein Moment von einer Million absoluter Einheiten ertheilt. — In die Spirale wurden 10 Eisenstäbe von 103^{mm} Länge und verschiedenem Durchmesser ($d = 1,13 - 28^{\text{mm}}$) oder Gewicht ($g = 0,773 - 503,77^{\text{gr}}$) eingelegt und ihr Moment m durch die Ablenkung der Bussolennadel in derselben Einheit, wie das Moment der Spirale, bestimmt. Die beobachteten Momente m wurden mit den nach der mit der Müller'schen Formel wesentlich übereinstimmenden Formel

$$m_1 = \beta g \cdot \text{arc tg} \left(\frac{i}{\alpha g^{3/4}} \right)$$

berechneten verglichen, wo $\beta = 0,01865$, $\alpha = 1,853$ ist, und der Arcus in Graden, g in Grammen ausgedrückt ist.

Es ergaben sich z. B. folgende Resultate:

¹⁾ Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 438. 1853*; Elektromagnetismus S. 93*. — Vergl. auch die Versuche von v. Feilitzsch (im Cap. Einfluss der Dicke auf das Moment). — ²⁾ v. Waltenhofen, Wiener Berichte Bd. III, S. 87. 1865*.

	$i = 2.$	4.	6.	8.	10.	11	
$d = 1,13^{\text{mm}}$	$\left\{ \begin{array}{l} m \\ m_1 \end{array} \right.$	0,732	0,915	0,960	1,038	1,121	1,1
$g = 0,773^{\text{gr}}$		0,759	0,997	1,092	1,142	1,173	1,2
$d = 2,20^{\text{mm}}$	$\left\{ \begin{array}{l} m \\ m_1 \end{array} \right.$	1,372	2,792	3,315	3,664	3,756	4,1
$g = 2,91^{\text{gr}}$		1,403	2,394	3,011	3,403	3,667	4,0
$d = 6,07^{\text{mm}}$	$\left\{ \begin{array}{l} m \\ m_1 \end{array} \right.$	2,269	4,570	6,955	9,240	11,637	17,5
$g = 22,49^{\text{gr}}$		2,504	4,950	7,299	9,513	11,573	15,5
$d = 12,10^{\text{mm}}$	$\left\{ \begin{array}{l} m \\ m_1 \end{array} \right.$	3,270	6,639	10,025	13,309	16,675	24,0
$g = 87,97^{\text{gr}}$		3,528	7,055	10,550	14,029	17,457	24,1
$d = 14,00^{\text{mm}}$	$\left\{ \begin{array}{l} m \\ m_1 \end{array} \right.$	3,821	7,645	11,378	15,126	18,970	27,1
$g = 127,94^{\text{gr}}$		3,866	7,755	11,621	15,439	19,226	28,0
$d = 20,00^{\text{mm}}$	$\left\{ \begin{array}{l} m \\ m_1 \end{array} \right.$	4,926	9,760	14,603	19,334	24,270	35,1
$g = 247,33^{\text{gr}}$		4,567	9,134	13,701	18,268	22,788	34,1

Aus den Beobachtungen an den dünneren Stäben, bei welchen die Magnetisirung schon einem Maximum näherte, konnte man letztere sehr nahe richtig angeben und daraus, wenn man in der Formel m_1 resp. $i = \infty$, $g = 1$ setzte, den Werth des magnetischen Maximums die Gewichtseinheit (ein Milligramm Eisen) zu 1678,6 bestimmen; welchem Werth sich β ergibt. Durch Einführung desselben in die Formel, in welche man verschiedene Werthe für i und g und die entsprechenden beobachteten Werthe für m einsetzt, kann man den Mittelwerth für α bestimmen. — Man muss indess hierbei Beobachtungen anwenden welche dem Maximum der Magnetisirung nahe liegen, da bei geringen Magnetisirungen eine später zu beschreibende Anomalie, ein schnelles Aufsteigen der temporären Momente auftritt, als der Proportionalität den magnetisirenden Kräften entspricht.

Bei sehr dicken Stäben, deren Durchmesser über $\frac{2}{3}$ des inneren Durchmessers der Magnetisirungsspirale beträgt, in deren Querschnitt also die magnetische Scheidungskraft der Spirale bedeutender ändert sich ist die Uebereinstimmung von Beobachtung und Rechnung nicht mehr so genau; die berechneten Momente fallen zu klein aus.

302 Berechnet man aus den verschiedenen Versuchsreihen von J. Müll (S. 298), W. Weber¹⁾ und Dub²⁾ (s. w. u.) die Constante β in der Formel

$$m = \beta g \cdot \arctg \left(\frac{i}{\alpha g^{\frac{1}{2}}} \right),$$

so folgt nach von Waltenhofen³⁾ im Mittel

$$\beta = 0,0236$$

und hieraus ergibt sich für die Gewichtseinheit $g = 1^{\text{mg}}$ und $i =$

1) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen S. 570. 1846*. — 2) Pogg. Ann. Bd. CXXXIII, S. 56. 1868*. — 3) v. Waltenhofen, Pogg. Ann. Bd. CXXXVII, S. 518. 1869*.

das Maximum der Magnetisirbarkeit eines Milligramms Eisen zu 2125 elektromagnetischen Einheiten.

Etwa bis zu 34 bis 55 Proc., in den meisten Fällen nahe bis zur Hälfte dieses Werthes, also bis zu einem mittleren Gehalt von 1000 magnetischen Einheiten in einem Milligramm Eisen ist das magnetische Moment derselben der magnetisirenden Kraft nahezu proportional.

Bei verschiedenen Eisen- und Stahlorten ändert sich die Zunahme des magnetischen Momentes mit wachsender Stromintensität bedeutend. Auch bleibt bei den härteren Sorten des Eisens, beim weichen und namentlich beim harten Stahl nach der Aufhebung der magnetisirenden Kraft noch ein gewisses permanentes magnetisches Moment übrig, welches beim weichen Eisen verhältnissmässig nur äusserst gering ist.

Die Verschiedenheit des temporären magnetischen Momentes bei gleicher magnetisirender Kraft hat schon Barlow¹⁾ gezeigt, indem er Eisen- und Stahlstäbe in der Richtung der Inclinationsnadel einer Magnetnadel näherte. Der Magnetismus der Stäbe wurde der Tangente des Ablenkungswinkels der Nadel proportional gesetzt. Es ergab sich das Verhältniss der temporären magnetischen Momente bei:

Schmiedeeisen	100	Gewöhnlicher Stahl (weich)	66
Gusseisen	48	" " (hart)	53
Brennstahl (weich)	67	Gussstahl (weich)	74
" (hart)	53	" (hart)	49.

Mit wachsender Härte nimmt also bei gleicher magnetisirender Kraft das temporäre magnetische Moment der Stäbe ab.

Dasselbe Resultat hat auch J. Müller²⁾ bei einigen Versuchen erhalten, bei denen er zugleich das nach Aufhebung der magnetisirenden Kräfte zurückbleibende permanente magnetische Moment bestimmte. Er stellte von Westen her einer Magnetnadel eine Spirale gegenüber, die von einem Strom von drei Bunsen'schen Elementen durchflossen war, und schob in dieselbe verschiedene Eisen- und Stahlstäbe von 16,7 Centimeter Länge und 6 Millimeter Durchmesser ein. Aus der Ablenkung der Nadel ergab sich:

¹⁾ Barlow, Phil. Trans. 1822. p. 117*; Gilb. Ann. Bd. LXXIII, S. 229*. —
²⁾ J. Müller, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 157. 1852*.

	Temporäres Moment.	Permanentes Moment (bleibende Ablenkung der Nadel).
Schmiedeeisen . . .	0,490	0
Gewalztes Eisen . .	0,474	0
Geglühter Stahl . .	0,404	3,5°
Angelassener Stahl	0,393	7°
Harter Stahl	0,259	9° (etwa 55 Proc. des porären Magnetis
Gusseisen	0,220	1°

305 Ueber den Einfluss der Härte des Stahls auf das permanente Moment hat auch schon Coulomb¹⁾ eine Reihe von Versuchen angeordnet, indem er das Moment der Stahlstäbe nach der Magnetisirung durch Streichen aus ihrer Schwingungsdauer bestimmte.

Er benutzte dabei weiche Stahlstäbe, die bis zu verschiedenen Temperaturen erhitzt und in Wasser von 15° C. gehärtet, und dann Stahlstäbe, die bei verschiedenen Temperaturen angelassen waren. Er bestimmte die Zeit t für 10 Schwingungen bei einem weichen Stahlstab von 1 m Länge und 14^{mm} Breite, der bei 15° zum Maximum magnetisirt war.

Temperatur vor der Härtung	15°	875	975	1075	1175
t	93"	93	78	64	6
Moment	1	1	1,42	2,11	2,11

Bis 875° blieb die Magnetisirbarkeit des Stahles also nahezu constant; auch erschien der Stab bei Behandeln mit der Feile nicht weicher, sondern blieb gleich gehärtet. Beim Ablöschen bei höheren Temperaturen nimmt die Magnetisirbarkeit schnell bis zum Doppelten zu.

Wurde der bei 1187° gehärtete Stab bei verschiedenen Temperaturen angelassen und wieder zur Sättigung magnetisirt, so ergab sich

Temperatur des Anlassens	15°	267	512	1250
t	63	64,5	70	93
Moment	2,18	2,07	1,77	1,00

Die Magnetisirbarkeit des gehärteten Stahles nimmt also beim Anlassen bei 200 bis 300° ab; bei 1200° ist er ganz in den ursprünglichen Zustand vor dem Härten zurückgekehrt.

Namentlich eine eigenthümliche Sorte von nicht gar hartem Stahl vermag eine sehr bedeutende Menge von permanentem Magnetismus zu behalten, auf welche Weise er auch magnetisirt sein mag, so namentlich der Stahl, aus welchem die nach der Elias'schen Methode magnetisirten Logeman'schen Magnete verfertigt sind. Dieselben zeichnen sich durch eine grosse Tragkraft aus (ein 0,5125 Kilogramm schweres Hufeisen einer Lamelle trug z. B. 14,75 Kilogramm), und zeigen auch nach der Umkehrung ihrer Polarität durch entgegengesetzte Magnetisirung das

¹⁾ Coulomb, Biot, Traité de physique T. III, p. 108. 1816*.

erhalten¹⁾. — Auch der Wolframstahl nimmt sehr bedeutenden permanenten Magnetismus an. — Das auf galvanoplastischem Wege aus einer isenvitriol- oder Eisenchlorürlösung dargestellte, chemisch reine, ziemlich harte, brüchige Eisen besitzt bedeutende Coercitivkraft und bewahrt artnäckig permanenten Magnetismus²⁾.

Das Härten des Eisens und Stahles braucht nicht durch Glühen und Abkühlen erzeugt zu sein. Schon eine mechanische Härtung bewirkt eine Zunahme des permanenten Momentes. So fand Coulomb³⁾, dass ein 6 Zoll langer, 57 Gran schwerer, durch den Doppelstrich bis zur Sättigung magnetisierter, eiserner Drath in 18 Secunden eine Oscillation machte, als er frei aufgehängt wurde. Wurde er indessen bis zum Zerreißen gedreht und wieder zur Sättigung magnetisirt, so machte er eine Oscillation in 6 Secunden, hatte also einen 9mal stärkeren permanenten Magnetismus erhalten, als vorher.

Kalt gewalztes Schmiedeeisen nimmt beim Schlagen unter Einfluss des Erdmagnetismus etwa im Verhältniss von 6 : 5 mehr Magnetismus auf, als heiss gewalztes, letzteres verliert dagegen beim Liegen in derselben Zeit mehr Magnetismus. Der Verlust in den ersten Tagen betrug etwa $\frac{1}{6}$ des Gesamtmagnetismus⁴⁾.

Lässt man geschmolzenes Gusseisen in eine Form fließen, die in der Nähe vom Strom durchflossenen Spirale steht, so zeigt dasselbe ebenfalls gleich einen starken temporären Magnetismus; nach dem Erstarren verliert es schwach temporär magnetisch⁵⁾.

Nach Lamont nimmt ein 81,2''' langes, 1,5''' breites und dickes vierseitiges Stahlstäbchen bei Magnetisiren mit zwei 25pfündigen Stäben folgende permanente Momente an, je nachdem es in dem einen oder anderen Zustande magnetisirt wird: 306

1) roh	12,29
2) ganz hart	9,45
3) blau angelassen	12,68
4) ausgeglüht	10,49.

Als Einheit ist eine Million absoluter Einheiten genommen. Hierin würde also ein angelassener Stahlstab das stärkste permanente Moment annehmen. Dieselbe Stahlsorte behält auch den Magnetismus länger bei, als ganz harter Stahl.

Verschiedene Stahlsorten nehmen nach Lamont ziemlich gleich viel permanenten Magnetismus an; englischer Gussstahl, schwedischer Stahl sind der geeignetste sein⁶⁾.

¹⁾ Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 175. 1850*. — ²⁾ Matthiessen, Mag. [4] Vol. XV, p. 80. 1858*. — ³⁾ Coulomb, Mém. de l'Acad. roy. des sciences, t. 784, p. 266*. — ⁴⁾ Airy, Phil. Mag. [4] Vol. XXV, p. 151. 1863*. — ⁵⁾ Trève, t. rend. T. LXVIII, p. 258. 1869*. — ⁶⁾ Lamont, Magnetismus S. 253*.

Die krystallinische Structur des Eisens vermag, wie bei den magnetischen und diamagnetischen Körpern, die Grösse seiner Magnetbarkeit nach verschiedenen Richtungen zu ändern. Dies fand Le bei einer von Chenot präparirten Sorte Eisen, welche durch Wa oder Kohlenoxyd aus den Mineralien reducirt war und welche i von Pressung eine gegen die Richtung des ausgeübten Druckes Schichtung zeigte. Prismen von 21,5^{mm} Länge und 12^{mm} im Grundfläche, welche aus diesem Stahl so geschnitten waren, Schichtung parallel ihrer einen Seitenfläche war, wurden über kleinen Hufeisenmagnet aufgehängt und die Zahl ihrer Oscillationen stimmte. Die Kräfte, mit denen der Magnet auf dieses Prisma während die Schichtung vertical oder horizontal lag, verhielten 1,16 : 1; sie waren also im ersteren Fall grösser. Beim Ausglü minderte sich das Verhältniss.

307 Bei verschiedenen Stromintensitäten hat v. Waltenhofe dem §. 301 beschriebenen Apparat verschiedene Stahlstäbe bis 5^{mm} Durchmesser und 103^{mm} Länge auf ihr temporäres Magnetisirtum geprüft. Er fand dasselbe bei schwächeren Intensitäten i der magnetisirenden Kraft entsprechend der empirischen Formel

$$m = ci^{1/2} d^{3/2} = ki^{1/2} g^{3/2},$$

wo d der Durchmesser, g das Gewicht der Stäbe, c und k Constanten die von der Natur der Stäbe abhängen. Diese Formeln gelten an bis der Stab etwa $1/4$ des Maximums seines temporären Magnetisirtums erreicht hat (wenn auch nicht genau, vgl. §. 310 und figde.). Die Magnetisirungsconstante k war z. B. für:

	glashart.	gelb.	blau angelassen.	n_i
Wolframstahl	1000	—	—	
Mayr's Gussstahl . . .	1078	2116	3963	
Huntsmann's Stahl . .	1306	—	—	
Mayr's Manganstahl . .	1445	—	—	
Englischer Rundstahl .	1425	3,128	—	
Englischer Stahldrath .	—	—	—	

Die verschiedene Magnetisirbarkeit der verschieden harten Stäbe kann dazu dienen, in Eisen und Stahlstäben, z. B. Eisenstäben fehlerhafte Stellen zu entdecken. Legt man dieselben in die magnetische Ostwestlage und führt nahe an ihnen eine Magnetnadel entlang dieselbe an den Stellen von abweichender Härte oder Structur ab (lenkt³⁾).

1) Leroux, Compt. rend. T. XLV, p. 477. 1857*. — 2) v. Waltenhofe, J. Bd. CLXX, S. 346 und 201. 1863*; Pogg. Ann. Bd. CXXI, S. 431.
3) Saxby, Dingl. J. Bd. CLXXXVII, S. 43. 1868*.

Das Maximum der permanenten Magnetisirung findet W. Weber¹⁾ bei einem gewöhnlichen Stahlstab gleich 400 absoluten magnetischen Einheiten in der Gewichtseinheit. v. Waltenhofen²⁾ findet dasselbe in glashartem Wolframstahl gleich 470 Einheiten; bis zu demselben Werth entspricht der temporäre Magnetismus eines elektromagnetisirten Stahlstabes der §. 302 aufgestellten Formel³⁾. Schneebeli⁴⁾ findet dagegen bei Nähnadeln von 25,5 bis 66,5^{mm} Länge und 0,60 bis 0,601 Gramm Gewicht die Magnetisirung zwischen 710 und 855 Einheiten, bei dünnen Stricknadeln von 210 und 198^{mm} Länge und 1,75 und 0,83^{mm} Durchmesser gleich 975 und 1060 Einheiten. Werden die Nadeln verkürzt, so vermindert sich, wenn das Verhältniss des Durchmessers zur Länge unter eine bestimmte Grenze sinkt, das Maximum des permanenten Magnetismus.

Die genaueren Verhältnisse der Zunahme des temporären und permanenten magnetischen Momentes im weichen Eisen, weichen und harten Stahl mit wachsender magnetisirender Kraft habe ich durch eine Reihe von Versuchen festzustellen gesucht⁵⁾.

Als Magnetstäbe dienten cylindrische Stäbe von 22 Centimeter Länge und 13,5^{mm} Dicke. Dieselben wurden vor jeder Versuchsreihe zwischen Kohlen ausgeglüht und unter Bedeckung des Feuers abgekühlt. Sie verloren hierdurch ihren etwa noch vorhandenen Magnetismus. Freilich wurde bei diesem Verfahren der Stahl weich; indess nahm er dennoch eine hinlängliche Menge von permanentem Magnetismus bei der darauf folgenden Magnetisirung an. — Die Stäbe wurden in folgender Weise magnetisirt. Eine 24 Centimeter lange Spirale von Kupferdrath von 500 bis 600 Windungen wurde mit ihrer Axe senkrecht gegen den magnetischen Meridian vor einem in einer dicken Kupferhülse schwingenden magnetischen Stahlspiegel hingelegt. Die Ablenkung des Spiegels, gemessen mittelst eines Fernrohres und einer gegenüberstehenden Scala, gab die jedesmalige Intensität der durch die Spirale geleiteten galvanischen Ströme an. In die vom Strome durchflossene Spirale wurde der zur Untersuchung bestimmte Stahlstab hineingeschoben. Leider hatte die Spirale nicht die genügende Länge, dass ihre magnetische Scheidungskraft auf den Stahlstab in seiner ganzen Länge gleichmässig gewirkt hätte. Es wurde der Stab deshalb, um alle seine Theile der stärksten Einwirkung des die Spirale durchfliessenden Stromes auszusetzen, ohne Erschütterung in derselben einige Male hin- und hergezogen. Nach dem Hin- und Herschieben wurde der Stab in eine feste Lage in der Spirale gebracht. Die Zunahme der Ablenkung des Stahl-

1) W. Weber, Resultate des magn. Vereins. 1840. S. 89*. — 2) v. Waltenhofen, Pogg. Ann. Bd. CXLII, S. 263. 1871*. — 3) v. Waltenhofen, Pogg. Ann. Bd. CXXXVII, S. 518. 1869* — 4) Schneebeli, Programm des Polytechnicums in Zürich 1871/72*. In Betreff der Bestimmungsmethode vgl. §. 288. — 5) Wiedemann, Verhandlungen der Baseler Naturf. Gesellschaft. Bd. II, S. 193 u. figde.*; Pogg. Ann. Bd. C, S. 235. 1857*; Bd. CVI, S. 169. 1859*; Bd. CXVII, S. 195. 1862*.

344 Zunahme des Momentes mit der magnetisirenden Kraft.

spiegels nach Einlegen des Stabes in die Spirale entsprach seinem magnetischen Moment während der Einwirkung des Stromes. Sodann wurde der Stahlstab aus der Spirale entfernt, der Strom unterbrochen, und der Stab in seine vorige Lage in der Spirale gebracht. Die jetzt erfolgende Ablenkung des Spiegels ergab die Grösse des im Stabe zurückgebliebenen magnetischen Residuums. Die Schliessung und Oeffnung des Stromes geschah stets nach Entfernung des Stabes aus der Spirale, weil sonst die dabei entstehenden Inductionsströme den Magnetismus des letzteren hätten ändern können.

Nach dieser Magnetisirung des Stabes wurde ein dem magnetisirenden Strom entgegengesetzter Strom durch die Spirale geleitet, der Stab wieder eingelegt, und in wiederholten Versuchen die Intensität jenes Gegenstromes so verstärkt, dass nach Aufhören seiner Wirkung der Magnetismus des Stabes völlig vernichtet war. Der Stab wurde darauf durch einen dem ersten Strom gleich gerichteten Strom stärker magnetisirt und wieder durch einen Gegenstrom entmagnetisirt u. s. f.

310 Die Tabelle (a. folg. S.) giebt einige der erhaltenen Resultate. In derselben sind unter I die Intensitäten der magnetisirenden Ströme, unter M und R die temporären und permanenten magnetischen Momente der Stäbe verzeichnet. Die Columnen I. II. III. enthalten die Werthe, welche erhalten wurden, als die Stäbe wiederholt durch Ströme von aufsteigender Intensität I magnetisirt, und dann durch entgegengesetzt gerichtete Ströme von der Intensität $-I$ entmagnetisirt wurden.

Versuche von Wiedemann.

345

I	M			R			M			R								
	I.	II.	III.	I.	II.	III.	I.	II.	III.	I.	II.	III.						
7,4	21,6	23,8	22,6	1,3	3,9	4,1	14,7	18,2	18,7	1,1	5,5	6,6	9,6	10,1	13,6	2,3	3,6	7,5
13,8	37,5	45	44,3	3,1	5,9	6,5	29,3	35,7	36,6	3,7	10,6	11,6	17,6	19,9	23,5	4,4	7,2	10,9
20,8	66,2	67,8	67,5	4,5	7,0	7,4	47,4	54,6	55,0	7,2	15,4	16,3	27,1	30,5	34,9	7,4	11,3	15
29,9	97,3	98,9	99,4	5,7	8,4	8,5	73,3	81,2	82,1	12,1	20,7	21,7	42,7	45,3	49,2	12,1	17,1	20,6
52,3	173,5	175,6	—	7	9,2	9,4	140,4	147,3	149,4	23,2	30,2	31,2	84	85,2	88,7	27,5	32,3	35,5
72,8	—	—	—	8,2	9,3	9,5	206,9	212,1	213,3	31,3	35,9	36,6	128,2	128,7	132,2	44,2	49,2	52,3
99,1	—	—	—	8,7	9,4	9,6	—	—	—	37,5	40,1	40,7	183	182,6	184,6	64,9	67,2	69,3
130,0	—	—	—	10,1	9,8	9,7	—	—	—	43,9	43,9	43,9	—	—	—	88	83,2	82,6
—	15,2	42,4	—	0	1	—	—	—	—	21	—	—	—	—	—	—	—	—
—	25	—	—	—	—	—	38,1	38,5	—	8,7	9,6	—	—	—	—	—	—	—
—	30	—	—	—	—	—	54,9	55,5	—	3	4,1	—	—	—	—	—	—	—
—	82	—	—	—	—	—	61,0	60,6	59	0	1,2	1,4	—	—	—	53,9	52,8	—
—	49,7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	22,8	—	—	28,9	29,5	—
—	64,7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	7	10	—
—	68,6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0	3,9	6,9

Bei anderen Versuchen wurden wohl ausgeglühte weiche Eisenstäbe 311 westlicher Lage in Spiralen von gleicher Länge, wie die Stäbe, magnetisirt. Ebenso wurden hufeisenförmige Stäbe in der magnetischen Ebene mit ihren Schenkeln nach unten in die vertical aufgestellte Magnetisirungsspiralen eingesenkt. In beiden Fällen wurde die Abgung eines in der Verbindungslinie der Enden der Stäbe befindlichen, an einer dicken Kupferhülse schwebenden Stahlspiegels *A* gemessen, und an einem entfernten Spiegelgalvanometer *B* die Intensität des magnetisirenden Stromes bestimmt. Jeder Stab wurde erst einmal durchgehende Ströme magnetisirt, sodann wurde ihm durch entgegengesetzte Ströme der zurückgebliebene permanente Magnetismus entzogen, ab von Neuem magnetisirt und dieses Verfahren acht bis zehn Malholt. Die bei der jedesmaligen ersten und letzten Magnetisirung erhaltenen Resultate sind in der folgenden Tabelle unter I. und II. verzeichnet. Dieselbe giebt unter *J* die Intensitäten der magnetisirenden Ströme, unter *M* die denselben entsprechenden temporären Momente der Stäbe. Die Einwirkung der dieselben umgebenden Spiralen auf den Spiegel ist dabei subtrahirt. Die Columnen *q* enthält das Verhältniß der beiden Werthe *M* und *J*. Die beobachteten Tangenten verdoppelten Ablenkungswinkel der Spiegel *A* und *B* sind auf die den Stäben *J* und *M* entsprechenden Tangenten der einfachen Ablenkungswinkel reducirt. Es bezeichnet endlich *l* die Länge, *d* den Durchmesser der Stäbe, *a* den Abstand des ihr Moment messenden Stahlspiegels von dem ihm zugekehrten Ende der Stäbe oder, bei den Hufeisen, von dem es ihm zugewandten Schenkels. *e* ist der Abstand der Axen der Enden der Hufeisen von einander, *w* die Zahl der Drathwindungen der Eisenstäbe und Hufeisen umgebenden Spiralen.

Stab I.

$$l = 1000\text{mm}, d = 10,3\text{mm}, a = 1000\text{mm}, w = 500.$$

	I.		II.		
	<i>M</i>	<i>q</i>	<i>J</i>	<i>M</i>	<i>q</i>
5	11,63	2,500	10,96	46,92	4,281
6	52,82	3,639	20,21	95,98	4,747
9	99,82	3,807	37,40	170,3	4,555
7	158,4	3,798	50,94	204,9	4,015
4	193,2	3,446	71,68	242,5	3,384
1	230,9	3,072	91,31	263,6	2,887
8	249,7	2,844	—	—	—
3	273,9	2,553	—	—	—

348 Zunahme des Moments mit der magnetisirenden Kraft.

Stab II.

$l = 500\text{mm}$, $d = 10,3\text{mm}$, $a = 1000\text{mm}$, $w = 248$.

I.			II.		
J	M	q	J	M	q
3,48	9,63	1,041	12,25	13,90	1,135
17,07	20,07	1,176	15,88	24,73	1,310
27,55	35,22	1,278	32,53	45,73	1,406
46,08	61,77	1,341	46,65	69,05	1,481
73,79	103,1	1,398	82,12	129,3	1,574
90,18	125,9	1,396	107,5	152,4	1,418
114,0	150,8	1,320	134,8	177,8	1,320
149,7	187,3	1,251	172,2	191,5	1,113

Stab III.

$l = 250\text{mm}$, $d = 10,3\text{mm}$, $a = 1000\text{mm}$, $w = 130$.

4,04	1,162	0,2875	12,22	4,07	0,3332
14,57	4,845	0,3324	26,63	9,42	0,3538
28,21	9,497	0,3366	41,33	15,12	0,3659
59,88	20,74	0,3463	78,70	28,67	0,3644
86,02	30,70	0,3569	98,77	37,41	0,3787
106,9	39,02	0,3652	127,4	48,45	0,3805
145,2	52,71	0,3629	156,8	60,27	0,3802
167,0	60,20	0,3604	176,8	66,85	0,3782

Stab IV.

$l = 1002\text{mm}$, $d = 31,7\text{mm}$, $a = 1725\text{mm}$, $w = 357$.

9,322	13,55	1,454	9,54	15,13	1,536
17,51	26,85	1,533	17,93	29,06	1,623
30,98	51,19	1,656	44,24	77,82	1,759
45,26	79,34	1,713	91,94	173,0	1,882
70,37	127,4	1,809	116,6	221,3	1,898
84,57	158,0	1,867	132,3	252,3	1,906
118,5	221,9	1,873	—	—	—
132,8	250,2	1,884	—	—	—

Stab V.

$l = 493,8\text{mm}$, $d = 31,7\text{mm}$, $a = 1200\text{mm}$, $w = 179$.

I.			II.		
	M	q	J	M	q
9	12,57	1,093	10,32	10,85	1,051
6	19,66	1,107	29,09	32,89	1,131
9	42,56	1,129	53,22	59,99	1,127
4	72,41	1,150	80,02	93,50	1,169
9	104,8	1,172	110,1	129,1	1,173
	134,0	1,178	134,6	159,3	1,183
	157,0	1,182	—	—	—

Stab VI.

$l = 247\text{mm}$, $d = 10,7\text{mm}$, $a = 665\text{mm}$, $w = 89$.

	14,84	1,223	9,65	12,22	1,266
	50,23	1,276	29,52	37,18	1,260
	87,56	1,287	60,71	77,32	1,274
	115,4	1,306	88,65	115,0	1,297
	163,8	1,324	115,4	151,0	1,308
	212,4	1,332	160,1	210,9	1,317
	231,2	1,332	169,1	224,3	1,326

VII. Hufeisen.

$= 1002\text{mm}$, $d = 31,7\text{mm}$, $a = 1275\text{mm}$, $e = 155\text{mm}$, $w = 345$.

	14,85	1,346	10,76	18,32	1,703
	44,31	1,629	27,29	48,38	1,773
	85,70	1,752	55,33	101,0	1,828
	179,2	1,884	71,53	136,4	1,906
	244,8	1,952	99,08	187,8	1,895
	—	—	129,3	244,2	1,889
	—	—	137,1	256,0	1,862

VIII. Hufeisen.

$$l = 500\text{mm}, d = 31,7\text{mm}, a = 910,5\text{mm}, c = 155\text{mm}, w = 171.$$

I.			II.		
<i>J</i>	<i>M</i>	<i>q</i>	<i>J</i>	<i>M</i>	<i>q</i>
11,4	14,69	1,288	13,88	17,57	1,266
32,73	44,93	1,373	34,71	46,58	1,342
54,00	76,83	1,422	67,30	93,30	1,394
85,88	127,2	1,477	96,58	139,3	1,447
126,5	186,0	1,470	125,1	181,3	1,452
168,7	249,5	1,477	165,0	233,5	1,446

Am entschiedensten zeigen sich die Gesetzmässigkeiten, welche aus diesen Beobachtungen folgen, an den harten Stahlstäben (§. 310). Die bei diesen erhaltenen Zahlenwerthe sind deshalb zur leichteren Uebersicht in Fig. 189 als Ordinaten aufgetragen, während als Abscissen die Intensitäten der magnetisirenden Ströme verzeichnet sind. Die Curven 1, 2, 3, welche die Gipfelpunkte der Ordinaten verbinden, beziehen sich auf die bei der dreimal auf einander folgenden Magnetisirung des harten Stahlstabes erhaltenen und in der Tabelle A (S. 345) verzeichneten temporären Magnetismen *M* des Stabes; die Curven I, II, III auf die entsprechenden permanenten Magnetismen *R* desselben Stabes; die Curve IV giebt die permanenten Magnetismen des Stahlstabes, welcher zu den in Tabelle C und D (S. 346) verzeichneten Beobachtungen verwendet wurde. Letztere Curve ist oben abgebrochen und in der Curve IV *a* fortgesetzt.

312 Aus der Betrachtung dieser Curven, so wie aus der Berechnung der Quotienten, welche sich bei Division der jedesmaligen Magnetismen der Stäbe durch die entsprechenden Intensitäten der magnetisirenden Ströme ergeben, so wie aus vielen ähnlichen Versuchen, habe ich folgende Sätze abgeleitet:

I. Wird ein Stahl- oder Eisenstab zum ersten Mal durch galvanische Ströme magnetisirt, so wachsen die während der Einwirkung der Ströme in demselben erzeugten temporären magnetischen Momente schneller als die Intensitäten der Ströme. Erst später nähern sie sich dem von Joule und J. Müller zuerst beobachteten Maximum. Das schnellere Anwachsen zeigt sich stärker bei längeren, als bei kürzeren Stäben. Es zeigt sich auch noch nach wiederholten Magnetisirungen und

Entmagnetisirungen bei neuer Magnetisirung der Stäbe, wenn auch weniger stark. Die Annäherung an das Maximum tritt wie auch andere Versuche ergeben, bei längeren und dünneren Stäben schon bei schwächeren Strömen ein, als bei kürzeren dickeren. Dabei findet sich indess zwischen dem Anwachsen der Quotienten $\frac{M}{J}$ und ihrer Abnahme zu einem, dem magnetischen Maximum entsprechenden, constanten Werthe kein bestimmter Uebergang, wo die magnetischen Momente innerhalb etwas weiterer Grenzen der Stromintensität proportional bleiben.

Dieses letztere Verhältniss entspricht also nur annähernd dem wirklichen Vorgange.

Dieses Resultat hatte schon Lenz¹⁾ beobachtet, es aber einer Fehlerquelle in seinem Apparate zugeschrieben. Auch Dub²⁾ hat dasselbe spät bestätigt, indem er einen Strom hinter einander durch zwei Tangentenbusolen und die den Eisenkern enthaltende Magnetisirungsspirale leitete, welche sich auf einem Schlitten senkrecht gegen den Meridian verschieben liess. Durch Einstellen derselben wurde nach der Methode von Koosen (§. 300) die Ablenkung der Nadel der einen Bussole bei ganz schwachen Strömen ($1\frac{1}{2}^{\circ}$ Ausschlag an der Bussole) compensirt. Bei wachsender Stromintensität wurde dann der eine Pol der Nadel erst gegen den Stab in der Magnetisirungsspirale hingezogen und kehrte bei weiterer Steigerung der Intensität wieder auf Null zurück.

313

Aehnliche Beobachtungen hat von Quintus Icilius³⁾ an Eisenstäben angestellt, welche durch Anfeilen möglichst in die Form von Rotationsellipsoiden gebracht waren, z. B. an Stäbchen von 850^{mm} Länge und 2,12^{mm} Aequatorialdurchmesser, von 100,5^{mm} Länge und 5,24^{mm} Aequatorialdurchmesser u. s. f. Auch als bei schwächeren magnetisirenden Kräften die Magnetisirungsspirale von einer Inductionsspirale umgeben war, und vor und nach dem Einlegen des Eisenstäbchens bei Umkehrung des Stromes die Intensität der Inductionströme (A und B) gemessen wurde, gab die der jeweiligen Aenderung des Momentes der Stäbe entsprechende Differenz ($A - B$) dasselbe Verhältniss.

Das Verhältniss q des Momentes M zur magnetisirenden Kraft J erreicht mit wachsendem J ein Maximum, welches bei um so schwächeren Kräften J und um so entschiedener hervortritt, je gestreckter die Ellipsoide sind. Nachher nimmt dann der Werth q bis zur Erreichung des Maximums des magnetischen Momentes wieder ab.

1) Lenz, Bullet. de St. Petersburg. T. XIV, p. 364. 1854*. — 2) Dub, *Électromagnétisme* S. 145*. — 3) von Quintus Icilius, *Pogg. Ann.* Bd. CXXI, S. I. 1864*; vgl. auch die Berechnung von Stolatef im folgd. Cap. (*Magnétisme der Ellipsoide*).

Wir wollen den Punkt, von dem an diese Abnahme eintritt, mit m Namen Wendepunkt¹⁾ bezeichnen.

Bildet man bei den §. 301 angeführten Versuchen von v. Waltenhofen **314** e Quotienten q aus den magnetischen Momenten m der Stäbe und der magnetisirenden Kraft i , so wachsen sie ebenfalls, namentlich bei den dünnen Stäben, Anfangs bis zu einem Maximum, welches für einen Werth m reicht wird, der mit wachsender Dicke der Stäbe von der Hälfte des Maximums der Magnetisirung bis zu einem Drittel desselben sinkt.

Sehr bedeutend ist bei allen diesen Versuchen die Abweichung der Momente von der Proportionalität mit der magnetisirenden Kraft nicht; namentlich in der Nähe des Punktes, bei welchem q ein Maximum ist.

Analoge Versuche hat auch Dub²⁾ angestellt, bei welchen die Wirkung der Spirale auf die an einem Coconfaden schwebende, 1" lange Magnetnadel, welche mit einem, auf einem 9" weiten Metallkreis spielendem Zeiger versehen war, durch einige weitere, um die Spirale gelegte, ebenfalls vom Strom durchflossene Drathwindungen compensirt wurde. Die Ablenkung der Nadel konnte auf $\frac{1}{16}^0$ geschätzt werden.

Dub leitet aus seinen Versuchen zunächst folgenden Satz ab:

Bei Eisenkernen, bei denen Länge und Dicke, Zahl und Seite der Windungen der sie umschliessenden Spirale einander proportional sich ändern (also bei ähnlichen und ähnlich gewickelten Eisenkernen), tritt der Wendepunkt stets bei derselben Stromstärke ein.

Dieser Satz ist unmittelbar zu übersehen, da in diesem Fall ähnliche Punkte der verschiedenen grossen Kerne gleichen magnetisirenden Kräften ausgesetzt sind, sich also stets bei derselben Stromstärke in denselben magnetischen Zuständen befinden müssen.

Es betragen z. B. die Quotienten $\frac{m}{i}$ bei einigen Beobachtungsreihen

¹⁾ Der von Dub (Pogg. Ann. Bd. CXXXIII, S. 56. 1868*) gebrauchte Namen „Sättelpunkt“ wird gewöhnlich benutzt, um den Eintritt des Maximums der Magnetisirung anzugeben. — ²⁾ Dub, Pogg. Ann. Bd. CXXXIII, S. 56. 1868*.

i	$l = 48''$	$24''$	$24''$	$12''$	$12''$	$6''$	$8''$
	$d = 1''$	$\frac{1}{2}''$	$\frac{1}{2}''$	$\frac{1}{4}''$	$\frac{3}{8}''$	$\frac{3}{16}''$	$\frac{1}{4}''$
$ty \ 3^0$	3575	1837	—	—	2025	—	1878
" 5^0	3589	1822	1605	3023	2041	8243	1889
" 7^0	3579	1825	1612	3015	2030	8239	1892
" 9^0	3440	1722	1585	2893	2042	8244	1890
" 11^0	3312	1651	1523	2757	2039	8261	1770
" 13^0	3200	1620	1365	2597	1904	7735	1591
" 15^0	—	—	1253	—	1760	7338	1450
" 17^0	—	—	1126	—	1513	7102	—

Die Zahlen der einzelnen Doppelreihen sind unter sich nicht vergleichbar, da der Abstand der Kerne von der Magnetspule verschieden war.

Werden verschieden lange Eisenkerne von (4 bis 24" Länge) dieselbe Spirale (von 12 Zoll Länge) eingelegt, die sie nicht ganz len oder über die sie hinausragen, so tritt der Wendepunkt um so ein, je länger die Kerne sind, da die Wechselwirkung der Theilchen den längeren Stäben namentlich die mittleren Stellen eher dem magnetischen Maximum zuführen muss¹⁾.

¹⁾ Aus seinen später zu erwähnenden Sätzen über die Magnetisirung von verschieden langer Länge l und Dicke d folgert Dub ferner: Ist die gleiche Windung über die ganze Länge der Kerne verbreitet und die Weite der Spirale ihrem Durchmesser proportional, so ist die Stromstärke i , bei welcher der Wendepunkt erreicht wird beliebig langen und beliebig dicken Stäben

$$i = \text{const} \frac{d \sqrt{d}}{\sqrt{l}};$$

ist die Windungszahl der Länge l proportional, so ist

$$i = \text{const} \frac{d \sqrt{d}}{l \sqrt{l}}.$$

Soll nämlich der Wendepunkt für verschieden dicke und verschieden lang erreicht sein, so müssen alle Theilchen jedesmal in dem entsprechenden magnetischen Zustande sein. Die Momente müssen also im ersten Fall proportional dem Quadrat des Radius, im zweiten proportional der Länge sein. Da nun nach den später anzudeutenden Versuchen von Dub in dem berührten Fall bei gleicher Stromstärke der Momentenverhältnis \sqrt{d} und $l \sqrt{l}$ entspricht, so müssten die Stromstärken, bei denen die Momente erreicht werden, resp. $\frac{d^2}{\sqrt{d}} = d \sqrt{d}$ und $\frac{l}{l \sqrt{l}} = \frac{1}{\sqrt{l}}$ proportional:

Ist die Windungszahl der Länge der Stäbe proportional, so muss im letzteren Fall die Stromintensität l mal kleiner sein; es wäre dann also

$$i = \text{const} \frac{d \sqrt{d}}{l \sqrt{l}}.$$

Wird einem magnetisirten Stabe durch entmagnetisirende Ströme anente Magnetismus entzogen, so kann es kommen, dass bei rissen Stromstärke der temporäre Magnetismus des Stabes umscheint gegen den früheren permanenten Magnetismus des Stabes, und bei Aufhebung des Stromes der permanente Magnetismus, schwächer, so doch noch in der früheren Polarität hervor- Erst bei stärkeren Strömen wird der letztere völlig vernichtet eint dann auch bei Aufhebung der Ströme umgekehrt.

Der permanente Magnetismus der Stäbe nimmt hierbei schneller ab, wenn die Intensitäten der entmagnetisirenden Ströme zunehmen. Zur völligen Vernichtung des permanenten Magnetismus ist ein schwächerer Strom erforderlich, als zur Erzeugung desselben erforderlich war. Wenn der Strom zunimmt, nähern sich die Ströme, jetzt in entgegengesetztem Sinne, wie früher, ertheilten permanenten Magnetismen einem Maximum.

Abria²⁾ hat nachgewiesen, dass zum Entmagnetisiren einer Stahl- nadel ein schwächerer Strom erforderlich ist, als zum Entmagnetisiren einer Eisen- nadel.

Hat man durch Einwirkung eines Stromes einen durch Aus- magnetisch gemachten Stab magnetisirt und ihn sodann durch einen Gegenstrom entmagnetisirt, so vermag weder dieser Gegenstrom, noch ein schwächerer Strom in gleichem Sinne dem Stab permanenten Magnetismus in einer, der ursprünglichen entgegengesetzten Richtung zu ertheilen. Wohl können entmagnetisirende Ströme von gleicher Intensität wie die Gegenströme, in der Richtung des ursprünglich magnetisirenden Stromes ange- wandt, einen Stab schwächer oder stärker. Es ist demnach für die Unter-

Betrachtungen involviren indess die Annahme, dass mit Aenderung von d die nach der Quer- oder die nach der Längsdimension ähnlich liegenden Stäbe bei demselben Sättigungszustand der verschiedenen Stäbe in gleichem magnetischen Zustand befinden, was nicht genau der Fall ist, wenn nicht gerade d und l proportional sind, wie bei dem im Text gegebenen Satz. — ¹⁾ Vergl. auch Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 156. 1852*. — ²⁾ Abria, Ann. de Chim. [3] T. I, p. 429. 1844*. Die anderen Resultate desselben Physikers, nach denen der permanente Magnetismus der durch eine vom Strom durchflossene Spirale erzeugte Stahl- nadeln mit wachsender Länge oder abnehmender Dicke derselben erst proportional, dann dem Quadrat der Intensität des Stromes, also immer schneller mit der Stromstärke zunehmen, ergeben keine einfachen Beziehungen.

setzt magnetisirt wird, während ein einziger Strich genügt, um i der Entmagnetisirung die frühere Polarität wiederzugeben.

Auch Marianini²⁾ hat Eisen- und Stahlstäbe sowohl durch den Schlag einer Leydner Batterie, als auch durch galvanische Ströme magnetisirt, welche durch eine dieselben umgebende Spirale geleitet sind und sie nachher durch einen entgegengesetzten Schlag oder Strich magnetisirt; ebenso hat er durch Streichen nach der einen oder der andern Richtung dasselbe Resultat erzielt. Auch er fand dabei den oben erwähnten Satz.

V. Bei einer anderen Reihe meiner Versuche wurde ein durch einen schwachen entmagnetisirten Stab durch einen Strom von einer bestimmten Intensität i magnetisirt; sodann durch einen Gegenstrom nur so stark entmagnetisirt. Wollte man dem auf diese Weise geschwächten Stab sein früheres permanentes Moment wiedergeben, so war ein Strom von der gleichen Intensität i wie vorher erforderlich.

VI. In einem anderen Falle wurde ein durch Ausglühen entmagnetisirter Stab auf ein permanentes Moment A gebracht durch einen Gegenstrom von der Intensität i_a , auf das permanente Moment B reducirt. Durch einen dem ersten Strom gleichgerichtet, aber schwächeren Strom erhielt sodann der Stab das permanente Moment C . Um ihn nun von der Magnetisirung C auf die Magnetisirung B zurückzubringen, war wieder ein Gegenstrom von der Intensität i_b erforderlich, dessen Betrag bei B konnte selbstverständlich positiv, Null oder negativ sein.

315 VII. Bei wiederholten Magnetisirungen und Entmagnetisirungen durch Ströme von derselben Intensität werden Anfangs die durch dieselbe magnetisirende Kraft erhaltenen permanenten Momente etwas kleiner, als vorher; sie wachsen Anfangs immer noch schneller als durch die magnetisirenden Ströme, aber weniger schnell als zuerst. Dabei tritt ein Wendepunkt, von dem an die Magnetismen langsamer zunehmen.

¹⁾ Ritchie, Phil. Mag. [3] Vol. III, p. 124. 1833*; Pogg. Ann. Bd. XXIX, p. 367. 1834*. — ²⁾ Marianini, Raccolta di Chim. et de Phys. T. XVI, p. 436 u. 448. 1846*.

ei einer schwächeren Intensität als vorher ein. Endlich wird die durch den stärksten angewandten Strom erreichbare Magnetisirung allmählich ein wenig kleiner. Beim Entmagnetisiren fallen gleichfalls die Magnetismen etwas langsamer ab, als vorher. Der bei dem ersten Mal zum Entmagnetisiren genügende Gegenstrom lässt dabei dem Stabe ein bei Wiederholung der Operation immer grösser werdendes Residuum. Erst nach mehrfacher Hin- und Hermagnetisirung eines Stabes erlangt er einen constanten Zustand, wo er sich bei ferneren Magnetisirungen stets gleich verhält.

Indem bei wiederholter Anwendung der entgegengesetzten Ströme bei gegebener Intensität I und $-I$ das Maximum der Magnetisirung allmählich auf eine bestimmte Grösse sinkt, das Minimum aber um ein bestimmtes steigt, sind die durch die angewandten Ströme erreichbaren Magnetisirungen in engere Gränzen eingeschlossen, als vorher.

Ueber die Gränzen dieser Magnetisirungen hinaus durch noch stärkere Ströme magnetisirt, verhält sich der Stab wieder ähnlich, wie bei der ersten Magnetisirung. Die Magnetismen steigen erst schneller an, als die Intensitäten der Ströme, und nähern sich erst bei noch stärkeren Strömen dem Maximum¹⁾.

Wird ein Stahlstab bis zum Verschwinden seines Magnetismus entmagnetisirt, so ist in der von v. Waltenhofen (§. 307) für die Magnetisirung durch aufsteigende Ströme aufgestellten Formel $m = k \cdot i^{3/2} g^{3/4}$, wenn g constant ist, $m = k_1 i^{3/2}$, die Magnetisirungsconstante k_1 um so mehr geändert, je stärker der vorher vernichtete Magnetismus war; k_1 wird kleiner, wenn man die ursprüngliche Polarität umkehren will, grösser, wenn sie wieder hergestellt wird²⁾.

So war z. B., wenn derselbe Stab nach einander die Momente m erhalten hatte, dann entmagnetisirt war und nun entweder durch denselben Strom i in entgegengesetzter (I) oder in gleicher Richtung (II) magnetisirt wurde,

	i	2	4	6	8	10	15
I. m		0,457	0,915	1,464	2,196	2,746	4,217
k_1		0,181	0,144	0,134	0,137	0,128	0,114
II. m		0,503	1,372	2,196	3,527	4,677	7,086
k_1		0,200	0,216	0,201	0,220	0,217	0,192

1) Weniger deutlich, als bei den vorliegenden Versuchen, zeigen sich diese Verhältnisse bei einigen Versuchen von Joule (Phil. Trans. 1856. T. I, p. 287*), bei denen er namentlich den „magnetic set“, d. h. die Aenderung des permanenten Magnetismus eines durch einen Strom magnetisirten Stabes bei Umkehrung der Stromesrichtung untersuchte. Die Magnetismen der vertical gestellten Stäbe wurden durch die Ablenkung einer ihrem Ende genäherten Magnetnadel bestimmt. Es sollte bei Stahlstäben der „magnetic set“ zuerst nahezu proportional dem Quadrat der Stromintensität, dann schneller als die dritte Potenz, dann wieder langsamer bis zur Sättigung wachsen. Bei zwei halbcylinderförmigen Magneten, bei denen die Anziehung ein Maass für die Magnetisirung gab, sollte die Aenderung des „set“ bei Umkehrung des Stromes dem Quadrat der Stromintensität nahezu proportional sein. — 2) v. Waltenhofen, Pogg. Ann. Bd. CXXI, S. 452. 1864*; Wiener Ber. Bd. XLVIII, 2. S. 518.

Im zweiten Fall ist also k_1 ziemlich constant, im ersten wird k_1 wachsender erster Magnetisirung immer kleiner.

316 Zuweilen zeigen sich nach v. Waltenhofen¹⁾ beim Oeffnen des Stromes der Magnetisirungsspirale sogar anomale Magnetisirungen.

Magnetisirt man einen sehr weichen Eisenkern durch einen Strom und unterbricht denselben plötzlich, so ist dabei das zurückbleibende Residuum an permanentem Magnetismus stets viel kleiner, als bei langsamer Unterbrechung unter Einschaltung immer grösserer Widerstände. Zuweilen zeigt sich im ersteren Falle namentlich bei dickeren Stäben (aus von 20 bis 28^{mm} Durchmesser und 103^{mm} Länge) sogar eine umgekehrte permanente Magnetisirung. Ist der Eisenkern schon früher in demselben Sinne durch einen langsam geöffneten Strom permanent magnetisirt worden, so zeigt sich beim Herumleiten eines zweiten gleich gerichteten Stromes und schnellem Oeffnen desselben diese Anomalie nicht, wohl aber wenn die erste permanente Magnetisirung entgegen gerichtet war. Man könnte hieraus ableiten, dass die Moleküle des Eisens bei Aufhebung der sie richtenden magnetisirenden Kräfte mit einer solchen Kraft in die unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückkehren, dass sie über dieselben noch hinaus ein wenig auf die entgegengesetzte Seite hinüberschlagen und dort nach dem Verlust ihrer lebendigen Kraft durch die Reibung verweilen. Dies wäre namentlich der Fall, wenn sie diese letztere Lage schon vor der Magnetisirung erhalten hätten. Indess wäre es immer noch möglich, dass in der Eisenmasse bei dem Ansteigen und Verschwinden des Oeffnungsextrastromes abwechselnd entgegengesetzte Ströme von abnehmender Intensität inducirt würden. Es könnte dann auch ein schwächerer Gegenstrom die normale Wirkung eines früheren Stromes aufheben und die Magnetisirung umkehren.

317 VIII. Die §. 310 erwähnten Erscheinungen zeigen sich am deutlichsten am harten Stahl, weniger am weichen Stahl und Eisen.

Dabei sind schon bei schwächeren magnetisirenden Kräften, entsprechend den Angaben des §. 303 u. 304, die temporären Momente im harten Stahl kleiner als im weichen Stahl, und in diesem kleiner als im weichen Eisen. Da alle, zu den §. 310 beschriebenen Versuchen verwendete Stahlstücke gleiche Gestalt haben, so folgt hieraus wiederum, dass mit der Härte der Stoffe im Allgemeinen die durch die Einheit der magnetisirenden Kräfte erzeugte temporäre Magnetisirung kleiner wird. Die permanenten magnetischen Momente zeigen aber gerade das entgegengesetzte Verhalten wie die temporären Momente.

IX. Nimmt man indess das Verhältniss der durch gleiche Stromintensitäten im harten und weichen Stahl und Eisen erzeugten te

¹⁾ v. Waltenhofen, Wiener Ber. 2. Bd. XLVIII, S. 564. 12. Nov. 1863*; Pogg. Ann. Bd. CXX, S. 650. 1863*.

n Magnetismen M_h , M_w und M_e , so nimmt mit wachsender
 tisirender Kraft das Verhältniss $\frac{M_w}{M_h}$ und $\frac{M_e}{M_h}$ allmählich ab.

s würde hiernach das temporäre magnetische Moment im
 en Eisen sich schneller einem Maximum nähern, als im
 en und namentlich im harten Stahl. — Dies wird auch durch
 Versuche von Plücker¹⁾ dargelegt. Derselbe hängte vor den
 Pol eines starken Elektromagnetes ein horizontal schwebendes
 gebildet aus einem dickeren Stahlstab und einem dünneren Eisen-
 n grösserer Entfernung stellte sich hierbei der Eisenstab axial, so dass
 lxe sich gegen den Pol des Magnetes hin wendete, bei grösserer
 erung aber der Stahlstab. Dasselbe ergab sich bei Verstärkung
 gnetisirung des Elektromagnetes durch aufsteigend stärkere Ströme.
 nn indess das Resultat des vorliegenden Versuches auch da-
 bedingt sein, dass das Eisen wegen seiner kleineren Dimensionen
 er den Sättigungspunkt erreichte, als der dickere Stahlstab.

irecter bestätigen folgende Versuche von Plücker²⁾ den oben aus-
 sehenen Satz. Er riss gleich grosse Knöpfe von 8^{mm} Durchmesser
 1^{mm} Länge von Eisen und verschieden hartem Stahl von den Polen
 eden starker Magnete ab, indem er sie an den einen Arm eines
 alken hängte und den anderen Arm desselben theils durch ein
 ebbares Laufgewicht, theils durch Aufschütten von Sand auf die
 iselben hängende Wagschale belastete. Als schwächere Magnete
 i drei gleiche, verschieden stark magnetisirte Stahlstäbe I., II., III.
 gerundeten Endflächen und ein sehr grosser Elektromagnet, auf
 eine Endfläche ein konisch zugespitzter, oben abgerundeter Anker
 wurde, und der durch 1 oder 6 Grove'sche Elemente erregt
 (Versuche IV. und V.). So ergaben sich unter Anderen die in fol-
 Tabelle verzeichneten Resultate. In derselben sind unter *A* die
 reissen des glasharten Stahlknopfes erforderlichen Gewichte, unter
 genden Rubriken die zum Abreissen der anderen Knöpfe erforder-
 Gewichte verzeichnet, wenn man dieselben für den glasharten
 gleich 1 setzt. — Unter *P* sind die Gewichte verzeichnet, welche
 llich waren, um die Knöpfe nach ihrer Magnetisirung von einem
 gerundeten weichen Eisenstab abzureissen. Sie geben also ein
 ür ihre permanenten Magnetismen.

1) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXXVI, S. 11. 1852*. — 2) Plücker, Pogg.
 XCIV, S. 28. 1855*.

	A.	Glasharter Stahlknopf.	Gelb angelaufener Stahlknopf.	Blauer Stahlknopf.	Weicher Eisenknopf
I.	0,1225	1	2,18	2,78	3,31
II.	1,1000	1	1,72	2,21	2,62
III.	18,3	1	1,35	1,63	1,93
IV.	233	1	1,12	1,28	1,42
V.	1149	1	1,08	1,25	1,37
<i>P</i>		24,6	20,3	11,7	0.

Diese Tabelle zeigt deutlich, wie die Anziehung des Eisens an weicheren Stahles bei grösseren Kräften des dasselbe magnetisirende Magnetes langsamer wächst, als die des glasharten Stahles, dass also das temporäre Moment des letzteren erst bei grösseren magnetisirenden Kräften ein Maximum erreicht, als das der ersteren.

Aehnliche Resultate hat auch schon früher E. Becquerel¹⁾ erhalten, als er gleich grosse Stäbchen von weichem Eisen und Gusseisen in horizontaler Lage an einem Coconfaden aufhängte und sie zwischen den Polen eines Magnetes schwingen liess und letztere in verschiedene Abstände von den Stäbchen brachte. Waren die Pole weit von den Stäbchen entfernt, also die magnetisirende Kraft schwach, so verhielten sich die dem umgekehrten Quadrat der Schwingungsdauer proportionalen, in das weiche Stahlstäbchen und das Stäbchen von Gusseisen wirkende Kräfte wie 1 : 0,655; waren die Pole nahe an denselben, also die magnetisirende Kraft gross, wie 1 : 0,739.

318

Das Verhältniss der magnetischen Momente des Nickel, Kobalts und Eisens ist mehrfach, jedoch wohl selten mit reinen Materialien bestimmt worden. So liess Gay-Lussac²⁾ eine Magnetsäge für sich und über gleich grossen Eisen- und Nickelplatten schwingen. Die Schwingungsdauer von je 10 Schwingungen betrug 131, 60 und 65 und 77 bis 78 Secunden, wonach sich die im Eisen und Nickel inducirten Momente etwa wie 2 : 1 verhielten. — Lampadius³⁾ fand dagegen die Anziehung dreier gleich schwerer, an einer Waage aufgehängte Stücke von Frischeisen und Nickel und (unreinem) Kobalt im Verhältniss von 55 : 35 : 25. Legirungen von Nickel mit Platin und Gold zeigen nahezu denselben Magnetismus wie Nickel.

Nach Biot⁴⁾ würde eine Nickelnadel von möglichst reinem Metall mit demselben Magnet bis zur Sättigung gestrichen, wie eine gleich grosse Stahlnadel, ein Drittel des permanenten Magnetismus der letzteren behalten.

Nach E. Becquerel⁵⁾ soll bei gleicher Dichtigkeit, d. i. wenn i

¹⁾ E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXII, p. 78. 1851*.
²⁾ Gay-Lussac, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXV, p. 119. 1824*. — ³⁾ Lampadius, Schweigg. Journ. Bd. X, S. 174. 1814*. — ⁴⁾ Biot in Haüy, Traité de Phys. T. II, p. 126. 1806*. — ⁵⁾ E. Becquerel, Compt. rend. T. XX, p. 1708. 1845*.

einem gleichen Volumen gleiche Gewichtsmengen der verschiedenen Stoffe, z. B. als Feilspäne enthalten sind, der in dem weichen Nickel erzeugte „specifische“ Magnetismus dem des weichen Eisens gleich sein und sich Kobalt wahrscheinlich ebenso verhalten. Genauere Bestimmungen dieser Werthe bieten insofern manche Schwierigkeiten, als Beimengungen von Eisen nur schwer vollständig vermieden werden können.

Aus einigen Versuchen, die Arndtsen¹⁾ mittelst des Diamagnetometers (vergl. d. Cap. Diamagnetismus) angestellt hat, würde folgen, dass die temporären und permanenten Momente M und m eines Streifchens Nickelblech mit wachsender Intensität des magnetisirenden Stromes sich bald einem Maximum nähern. Dieselben sind bei Anwendung der absolutem Maass gemessenen Intensitäten I der magnetisirenden Kräfte:

I	38,05	195,91	325,92	420,88	573,62
M	148,84	197,12	202,17	202,14	205,45
m	37,31	85,59	90,64	92,61	93,62

Bei Vergleichung dieser Momente mit denen eines gleich gestalteten Eisenstabes würde sich aus den Versuchen von W. Weber (§. 327 u. figd.) berechnen, dass bei sehr schwachen magnetisirenden Kräften das Moment des Nickelstabes an 5mal grösser, bei stärkeren Kräften aber kleiner ist, als das des Eisens. — Es würden also die Theilchen des Nickels stärker durch die magnetisirenden Kräfte bewirkten Drehung in die magnetische Richtung folgen, aber an und für sich ein schwächeres magnetisches Moment besitzen, als die des Eisens (s. w. u.). — Aehnliche Resultate hat Plücker²⁾ beim Kobalt erhalten (vergl. das Capitel Diamagnetismus).

Beim Magneteisenstein würde nach E. Becquerel (l. c.) der durch dieselbe magnetisirende Kräfte erregte specifische Magnetismus 0,48 von dem des Eisens sein. Auch Magnetkies und künstliches Schwefeleisen können permanent magnetisirt werden³⁾.

Der im Stahl erzeugte temporäre Magnetismus kann Veranlassung einer scheinbar anomalen, schon von älteren Physikern, wie Aepinus, Boscovich beobachteten Erscheinung geben.

Nähert man dem einen (Nord)pol eines nicht zu stark magnetisirten Eisenstabes A einen gleichnamigen (Nord)pol eines zweiten stark magnetisirten Stahlstabes B , so tritt nach den bekannten Gesetzen eine Abstoßung des ersten Poles A durch den zweiten B ein. Bringt man aber den stärkeren Pol B dicht an den schwächeren Pol des ersten Magnetes, so verwandelt sich diese Abstoßung in eine Anziehung. Entfernt man den Magnet B wieder von A , so tritt von Neuem bei weiterer Entfernung der Magnete eine Abstoßung hervor.

Der Grund dieser Erscheinung ist der, dass bei unmittelbarer Berührung des starken Poles B mit dem schwachen Pol A temporär in letz-

¹⁾ Arndtsen, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 406. 1858*. — ²⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 1. 1854*. — ³⁾ Hatchett, Phil. Trans. 1804; Gilb. Ann. Bd. XXV, S. 59*

terem ein dem schon vorhandenen permanenten Magnetismus entgegengesetzter temporärer Magnetismus erregt wird, welche aber beim Aufhören der wirkenden Kraft, d. i. bei Entfernung des Poles *B*, wieder der früheren Polarität Platz macht. Im Inneren des Magnetstabes *A* bleibt in weiterer Entfernung von den beiden Polen die frühere Polarität bei, indem die die Molecüle richtende Kraft von *B* nicht bis zu den dort liegenden Theilchen sich mit solcher Stärke erstreckt, dass sie ihre Lage umkehrt. Entfernt man daher den Pol *B*, so wird durch die Einwirkung dieser entfernteren Molecüle von *A* die frühere Polarität wieder hergestellt. Sind indess die Magnete sehr ungleich, so kann sich bei der Berührung die Magnetisirung des schwächeren permanent umkehren¹⁾.

Da durch magnetisirende Kräfte auch in einem bis zur Sättigung permanent magnetisirten Stahlstab temporärer Magnetismus erzeugt werden kann, so ändert sich das magnetische Moment von Stahlmagneten, welche man in eine mehr oder weniger geneigte Stellung gegen die Inclinationsrichtung bringt, durch den Einfluss des Erdmagnetismus²⁾. Man kann diese Aenderungen untersuchen, indem man in einer bestimmten Entfernung vor den Polen eines vertical gestellten Stahlmagnetes Magnetnadeln aufstellt und ihre Oscillationsdauer bestimmt. Befindet sich der Nordpol des Magnetes unten, so verstärkt der Erdmagnetismus temporär sein Moment, befindet sich der Südpol unten, so schwächt er dasselbe.

Auf der Erfahrung, dass der temporäre Magnetismus, welcher einem Stahlmagnet durch Kräfte ertheilt wird, die der ursprünglichen Magnetisirung entgegen wirken, in gewissen Fällen dem ursprünglichen permanenten Magnetismus entgegengesetzt sein kann, beruht das §. 247 erwähnte Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung der Nadel des Galvanometers durch abwechselnd gerichtete oder nur unterbrochene Ströme.

Man kann dieses Phänomen auch in der Art erhalten, dass man eine Magnetnadel durch eine Centrifugalmaschine einen Magnetstab um eine ihn halbirende, in dem magnetischen Meridian liegende, horizontale Axe so rotiren lässt, dass bei seinem Durchgang durch die horizontale Lage der eine oder andere Pol in einiger Entfernung nach Ost oder West von dem einen Pol der Magnetnadel sich befindet³⁾. Steht die Nadel im magnetischen Meridian, so bleibt sie in demselben; wird sie aber gegen denselben um 90° gedreht, so verbleibt sie auch in dieser Stellung, gleichviel, welchen Pol sie der Rotationsebene des Magnetstabes zukehrt, da nun die anziehende und abstossende Wirkung der Pole des Stabes auf die Pole der Nadel bei dem schnellen Wechsel ihrer Lage sich aufheben, und nur der jedesmal in dem dem Stab zunächst liegenden Ende derselben vertheilte Magnetismus, welcher dem des genäherten Poles des Stabes in jedem Falle ungleichnamig ist, eine Anziehung jenes Endes zur Folge hat.

1) Vergl. auch Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 375. 1838*. — 2) Kupfer, Pogg. Ann. Bd. XII, S. 121*; Kastner's Archiv Bd. XIII, S. 13. 1828*.
3) Poggendorff, l. c. —

Ausser den vorher beschriebenen Versuchen hat der Verfasser einige 320
 dere Versuche über die Aenderungen des temporären und permanenten
 magnetismus von Eisendräthen durch Ströme angestellt, welche in der
 sen oder anderen Richtung direct durch dieselben hindurch geleitet
 werden¹⁾.

Diese Versuche wurden in ganz ähnlicher Weise ausgeführt, wie die
 310 beschriebenen. Eisen- und Stahldräthe von etwa 58 Ctm. Länge
 und 2^{mm} Dicke wurden in der Axe einer etwa 55 Ctm. langen, 1 Ctm. weiten
 spirale von Kupferdrath in horizontaler Lage in der Richtung von Ost nach
 West vor einem in einer dicken Kupferhülse schwebenden Stahlspiegel
 gespannt. Nach ihrer Magnetisirung durch den herumgeleiteten
 Strom wurde ein Strom durch sie hindurchgeleitet. Hierzu waren an
 beiden Enden der Dräthe Klemmschrauben befestigt, deren Durchbohrung
 die Richtung der Dräthe entsprach. Von denselben aus wurden die kupfer-
 nen Leitungsdräthe etwa auf je 50 bis 60 Ctm. Länge in der Richtung der
 Verlängerung des Drathes fortgeführt, sodann vertical nach unten bis
 zu den 1^m entfernten Fussboden geführt und dort wieder parallel der
 sen Leitung zur Säule geleitet. Ein Gyrotrop gestattete die Umkehr-
 ung des Stromes. Bei anderen Versuchen wurden Eisen- und Stahlstäbe
 von 238^{mm} Länge und 11,2^{mm} Durchmesser in der Axe einer ostwestlich
 zum Stahlspiegel liegenden Drathspirale von 250^{mm} Länge und 6 mal
 so vielen Windungen von Kupferdrath, von 34^{mm} innerem und 54^{mm} äusserem
 Durchmesser befestigt. Auf ihre Enden waren Messingkappen gescho-
 sen, von denen aus in der Richtung der Axe der Stäbe erst dickere, dann
 dünnere Leitungsdräthe fortgeführt waren.

Diese Vorrichtung ist erforderlich, damit nicht durch einzelne Theile
 die Leitung des durch die Stäbe und Dräthe hindurchgeführten Stromes
 die Magnetisirung derselben in der Richtung ihrer Axe erfolgen konnte.
 Nach Ersatz der Dräthe und Stäbe durch einen Messingdrath oder
 einen Stab konnte man sich überzeugen, dass der durch die Dräthe und
 Stäbe geleitete Strom selbst den Magnetspiegel nicht ablenkte.

In den folgenden Tabellen sind einige der Resultate verzeichnet,
 welche der Verfasser erhielt, während die Stäbe und Dräthe beständig der
 magnetisirenden Kraft unterworfen waren. Unter I_0 sind die Ablenkun-
 gen des Spiegels des Magnetometers angegeben, wenn jene Kraft allein
 wirkte, unter I_n und I_m die Ablenkungen, wenn der Strom durch die
 Stäbe in der Richtung vom Nordpol zum Südpol oder umgekehrt floss.

Die eingeklammerten Zahlen bezeichnen die nach oftmalig unter-
 einander Durchleiten des Stromes in derselben Richtung erhaltenen
 Mittelwerthe.

¹⁾ Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. CXVII, S. 213. 1862* und neuere Versuche; und
 ähnlich Buff, Ann. d. Chem. u. Pharm. Supplementbd. III, S. 147. 1864/65*.

I. Harter (*H*), weicher (*W*) Stahlstab und Eisenstab (*E*).

	<i>H.</i>	<i>W.</i>	<i>E.</i>		<i>H.</i>	<i>W.</i>	<i>I</i>
<i>I_o</i>	315,3	283,1	342,7	<i>I_o</i>	273,3	293,0	371
<i>I_{ns}</i>	318,5	291,8	354	<i>I_{sm}</i>	276,8	302,3	388
<i>I_o</i>	318,7	293,1	354,5	<i>I_o</i>	277,3	303	391
<i>I_{ns}</i>	319,5	293,8	355	<i>I_{sm}</i>	277,5	303,8	391
<i>I_o</i>	319,2	294,3	355,5	<i>I_o</i>	277,8	303,8	391
(<i>I_{ns}</i>)	319	294,8	357	(<i>I_{sm}</i>)	277,7	304,3	391
(<i>I_o</i>)	319,2	294,3	356,7	(<i>I_o</i>)	278,5	304	391
<i>I_{sm}</i>	321,5	298,8	361	<i>I_{ns}</i>	279,6	308,6	397
<i>I_o</i>	321,2	299,5	361	<i>I_o</i>	279,5	308,8	397
(<i>I_{sm}</i>)	(321,7)	299,8	362	(<i>I_{ns}</i>)	279,8	309,3	397
(<i>I_o</i>)	(321,5)	299,8	362,5	(<i>I_o</i>)	279,8	309,0	396

und nach oftmaliger Umkehrung der Stromesrichtung

<i>I_{sm}</i>	322	304,5	365	<i>I_{ns}</i>	280,8	311,8	400
<i>I_o</i>	322	304,3	365	<i>I_o</i>	280,3	311,6	401
<i>I_{ns}</i>	322	304,6	365	<i>I_{sm}</i>	280,8	311,8	400
<i>I_o</i>	322	304,3	365	<i>I_o</i>	280,5	311,6	401

2. Harter (*H*) Stahlrath und weicher Eisendrath (*E*).

	<i>H.</i>	<i>E.</i>	<i>H.</i>	<i>E.</i>
<i>I_o</i>	116,5	116,5	<i>I_o</i>	111
<i>I_{ns}</i>	112	112	<i>I_{sm}</i>	106,5
<i>I_o</i>	117,5	117,5	<i>I_o</i>	113
<i>I_{ns}</i>	112	112	<i>I_{sm}</i>	106,7
<i>I_o</i>	117,5	117,5	<i>I_o</i>	113
(<i>I_{ns}</i>)	112	112	(<i>I_{sm}</i>)	106,7
(<i>I_o</i>)	117,7	117,7	(<i>I_o</i>)	113
<i>I_{sm}</i>	111	111	<i>I_{ns}</i>	117,3
<i>I_o</i>	118	118	<i>I_o</i>	114
(<i>I_{sm}</i>)	111	111	(<i>I_{ns}</i>)	117,3
(<i>I_o</i>)	118	118	<i>I_o</i>	114

Die folgende Tabelle giebt das Verhalten permanent magnetisirter Drähte nach dem Oeffnen des Stromes in der Magnetisirungs-
ale. Die Bezeichnungen I_o , I_{ns} , I_{sn} beziehen sich wiederum auf die
enkungen des Magnetspiegels vor oder nach und während der Ein-
kung des durch die Drähte geleiteten Stromes.

Harter (H), weicher (W) Stahlstab und Eisenstab (E).

	H .	W .	E .		H .	W .	E .
,	124,5	80,5	39	I_o	119	98	41
„	122,5	75	31,5	I_{sn}	117,7	82,7	30,5
,	122	75	31,5	I_o	117,5	82,2	30,5
„	122	74,5	30,7	I_{sn}	117,4	81,7	30,3
,	122	74,5	30,5	I_o	117,2	82	30
)	122,5	74,3	30	(I_{sn})	117,4	81,5	29,5
)	122	74,2	30	(I_o)	117,2	81,5	29,8
„	121	71	26,5	I_{ns}	116,3	78	26,5
,	121	70,7	26,2	I_o	116	78	26,2
„	121,5	70,5	25,5	(I_{ns})	116	77,5	26,3
)	121,5	70,5	25,2	(I_o)	116	78	26

nach oftmaliger Umkehrung der Stromesrichtung

	121,5	68,5	23	I_{ns}	115,5	74,5	23
	121	68,5	23	I_o	115,5	74,7	22,6
	121,2	68,2	23,1	I_{sn}	115,5	74,7	22,5
	121	68,2	23	I_o	115,7	74,7	22,4.

Bei einem harten (h), weichen (w), Stahldrath und Eisendrath (e)
 ben sich nach oftmals wiederholtem Hin- und Herleiten eines Stro-
 durch dieselben die permanenten Momente I_o nach dem Oeffnen des
 er einen und anderen Richtung hindurchgeleiteten Stromes nach ein-
 r, wenn das erst ertheilte permanente Moment I ist

h)	$I = 92$	$I_o = 90,$	90,	90,	—	—
w)	$I = 186$	$I_o = 150$	149	149,8	149	149
e)	$I = 179$	$I_o = 13$	13,5	14	14	14

Aus diesen und anderen Versuchen ergibt sich:

321

1. Leitet man durch einen Eisendrath, welcher in der Axe einer Magnetisirungsspirale liegt, und in derselben temporär magnetisirt wird, während der magnetisirende Strom geschlossen bleibt, einen Strom, so vermindert sich sein temporärer Magnetismus bei dünneren Dräthen; er vermehrt ¹⁾ sich bei stärkeren Stäben. Nach dem Oeffnen des hindurchgeleiteten Stromes tritt derselbe stärker auf als vorher. Bei wiederholtem Schliessen des hindurchgeleiteten Stromes, gleich viel, welches seine Richtung ist, vermindert sich dann stets der temporäre Magnetismus und tritt nach dem Oeffnen des Stromes in gleicher Stärke wie vorher auf.

2. Leitet man durch den Eisendrath, nachdem der magnetisirende Strom geöffnet worden ist, einen Strom, so vermindert sich sein permanenter Magnetismus ²⁾. Beim Oeffnen des hindurchgeleiteten Stromes wächst derselbe ein wenig, aber nicht bis zur früheren Stärke. — Wiederholtes Schliessen und Oeffnen des hindurchgeleiteten Stromes vermindert den permanenten Magnetismus des Drahtes nur noch sehr wenig. Wird aber ein Strom in entgegengesetzter Richtung durch den Draht geleitet, so vermindert sich sein Magnetismus wieder sehr stark. Nach oft wiederholtem Hindurchleiten des Stromes in der einen und anderen Richtung erreicht der Stab einen constanten Zustand, bei dem der Magnetismus während des Hindurchleitens des Stromes und nach dem Oeffnen desselben nahezu constant bleibt.

322

Es versteht sich von selbst, dass man die eben beschriebenen Veränderungen des Momentes auch beobachten kann, indem man die Drähte, ausser mit der Magnetisirungsspirale, noch mit einer zweiten Inductionsspirale umgiebt, die mit einem Galvanometer verbunden ist. Werden die Molekularmagnete abwechselnd durch einen um den Eisenstab herum geleiteten Strom in die axiale und dann durch einen hindurchgeleiteten Strom in die transversale Lage gedreht, so muss in den Windungen der Inductionsspirale abwechselnd ein Strom inducirt werden, der den Molekularströmen der magnetischen Moleküle entgegen und gleich gerichtet ist.

Als daher Buff ³⁾ durch einen Eisenstab von 5^{mm} Durchmesser und 120 Ctm. Länge mittelst eines dem §. 84 Bd. I, beschriebenen Interruptor ähnlichen Apparates den unterbrochenen Strom eines Bunsen'schen Elementes leitete, dem Stab von dem einen Ende her den einen Pol eines kräftigen Magnetstabes näherte und ihn mit einer Inductionsspirale verband, die mit dem Galvanometer durch das zweite Rad des Interruptors in der Weise communicirte, dass die letztere Leitung nur beim Schliessen oder

¹⁾ Letzteres hat zuerst Villari (Pogg. Ann. Bd. CXXVI, S. 103. 1865*) gefunden. — ²⁾ In ähnlicher Weise hat man schon vor langer Zeit, u. A. auch Mariani (Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XVI, p. 436. 1846*), beobachtet, dass der Schlag einer Leydener Flasche, welchen man durch die Axe eines Magnetstabes leitet, seinen Magnetismus vermindern kann. — ³⁾ Buff, Ann. der Chim. u. Pharm. Supplbd. III, 1864 bis 1865*.

1 Oeffnen des unterbrochenen Stromes geschlossen war, so zeigte l des Galvanometers Ablenkungen, die ganz den oben angedeutungen der Lagerung der magnetischen Moleküle entsprechen 1).

rmittelt dieser Methode, welche kleine Aenderungen des Moments zu bestimmt, hat Villari (Pogg. Ann. Bd. CXXVI, S. 103. 1865*) zu zeigen vers Eisen- und Stahlstäbe sich verschieden verhalten. Dieselben waren in eine ingespirale von 585mm Länge, 225mm äusserem, 110mm innerem Durchmesser welche von dem Stab durch eine mit einem entfernten Spiegelgalvanometer voraus 1mm dickem Kupferdrath gewundene Inductionsspirale von 600mm Länge, äusserem und 19mm innerem Durchmesser getrennt war.

Beibehaltung der Bezeichnungen des Textes ergab sich z. B.
r Stahlstab 370mm lang, 7mm dick.

etisirungsspirale geschlossen:

I_0	I_{ns_2}	I_0	I_{ns_3}	I_0	I_{ns_4}	I_0	I_{ns_5}	I_0	I_{ns_6}	I_0
+ 25	+ 7	+ 9	- 3	+ 7	- 6	+ 6	- 6	+ 6	- 6	+ 6
I_0	I_{sn_2}	I_0	I_{sn_3}	I_0	I_{sn_4}	I_0	I_{sn_5}	I_0	I_{sn_6}	I_0
+ 12	+ 20	0	+ 9	- 4	+ 10	- 4	+ 7	- 4	+ 5	- 5

etisirungsspirale geöffnet:

I_0	I_{ns_2}	I_0	I_{ns_3}	I_0	I_{ns_4}	I_0	I_{ns_5}	I_0	$I_{ns_{10}}$	I_0
- 15	- 50	- 2	- 15	+ 5	- 12	+ 6	- 8	+ 8	- 7	+ 7
I_0	I_{sn_2}	I_0	I_{sn_3}	I_0	I_{sn_4}	I_0	I_{sn_5}	I_0	$I_{sn_{10}}$	I_0
- 25	- 25	- 12	- 2	- 8	0	- 6	+ 4	- 5	+ 5	- 5

er Eisenstab 370mm lang, 7mm dick.

tisirende Spirale geschlossen:

I_0	I_{ns_2}	I_0	I_{ns_3}	I_0	I_{ns_4}	I_0	I_{ns_5}	I_0
+ 140	- 90	+ 100	- 95	+ 100	- 95	+ 95	- 95	+ 95
I_0	I_{sn_2}	I_0	I_{sn_3}	I_0	I_{sn_4}	I_0	I_{sn_5}	I_0
+ 120	- 80	+ 70	- 85	+ 70	- 80	+ 65	- 70	+ 65

tisirende Spirale offen:

I_0	I_{ns_2}	I_0	I_{ns_3}	I_0	I_{ns_4}	I_0	I_{ns_5}	I_0
- 60	+ 25	- 50	+ 35	- 50	+ 40	- 47	+ 45	- 46
I_0	I_{sn_2}	I_0	I_{sn_3}	I_0	I_{sn_4}	I_0	I_{sn_5}	I_0
- 100	+ 50	- 100	+ 65	- 90	+ 72	- 80	+ 75	- 80
	I_{ns_6}	I_0	I_{ns_7}	I_0				
	+ 45	- 45	+ 50	- 45				
	I_{sn_6}	I_0	I_{sn_7}	I_0				
	+ 75	- 80	+ 80	- 80				

ch würde also bei allen temporär magnetisirten Stäben zuerst beim Hindurchstromes eine Zunahme des temporären Momentes stattfinden (die indess nur beren Strömen zu beobachten ist). Diese Zunahme erreicht, wie ich gezeigt, oltem Hindurchleiten ein Maximum. Nachher verhalten sich Eisen- und Stahl- nieden. Bei Eisenstäben vermindert sich, wie oben, jedesmal beim Hindurch- itromes das temporäre Moment und vermehrt sich beim Oeffnen; bei Stahl- dies nur geschehen, wenn der Strom im Magnet vom Südpol zum Nordpol st er umgekehrt, so vermehrt sich das Moment beim Schliessen und vermin- im Oeffnen des hindurchgeleiteten Stromes.

rmanent magnetisirten Stäben wird zuerst beim Hindurchleiten des Stromes ente Moment dauernd, wie auch ich gefunden, bis zu einer Grenze vermin- iese nach wiederholtem Hindurchleiten erreicht, so bringt wiederum in Eisen- Hindurchleiten des Stromes, gleichviel in welcher Richtung er fließt, eine g des Momentes hervor, und beim Oeffnen vermindert sich das Moment. Bei soll dasselbe stattfinden, wenn der Strom vom Südpol zum Nordpol fließt. hrter Richtung vermindert sich das Moment beim Schliessen und vermehrt sich n des hindurchgeleiteten Stromes.

t man bei diesen Versuchen zu dünne Stäbe an, welche durch den hindurch- trom stark erwärmt werden, so wird hierdurch stets das Moment vermindert.

Aehnliche Versuche hat Gore¹⁾ angestellt; nur wurde die Magnetisirung des in der Inductionsspirale liegenden Drathes nicht durch einen herumgeleiteten Strom, sondern durch einen unterhalb, ihm parallel gelegten Magnetstab bewirkt. Ist der Drath durch den hindurchgeleiteten Strom zur hellen Rothgluth erhitzt und wartet man ab, bis die Nadel des mit der Inductionsspirale verbundenen Galvanometers auf Null steht, so bleibt dieselbe beim Oeffnen des hindurchgeleiteten Stromes einige Zeit auf Null, schlägt dann aber plötzlich aus; vielleicht ist dies ein Zeichen, dass der Magnetismus bei dem Abkühlen ziemlich plötzlich hervortritt (vgl. das Cap. „Beziehungen des Magnetismus zur Wärme“.)

323

Ein complicirteres Verhalten, als bei der Magnetisirung durch galvanische Ströme tritt ein, wenn man Stahlstäbe durch Streichen permanent zu magnetisiren sucht. Während sie im ersteren Falle (abgesehen von besonderen, im Capitel „Induction“ zu behandelnden Umständen) in unmessbar kurzer Zeit das der betreffenden magnetisirenden Kraft entsprechende temporäre und auch permanente Moment erhalten, bedarf beim Streichen eines Stahlstabes wiederholter Striche mit einem Stahlmagnet, um dasselbe Resultat zu erreichen.

So hat Quetelet²⁾ parallelepipedische Nadeln durch Streichen mit zwei gegen die Nadel um etwa 10 Grad geneigten Magnetstäben magnetisirt, welche von der Mitte gegen ihre Enden geführt wurden. Nach

Wie ein durch den Stab direct hindurchgeleiteter Strom wirkt ein Strom, der in der Axe (z. B. bei Anwendung eines Eisenrohres) in einem isolirten Kupferdrath für sich selbstverständlich übt aber ein Strom, der in einem geschlossenen Rohr z. B. in einem Stannioblatt den Eisenstab entlang fließt, keine Wirkung aus, da seine Scheidungswirkung auf die Moleküle des Stabes gleich Null ist.

Verhalten sich die Moleküle des Stahlstabes wie kleine, um ihren Schwerpunkt drehbare Molekularmagnete, so ist bei gleichartiger Constitution des Stahles nicht abzusehen, wenn dieselben durch einen magnetisirenden Strom mehr oder weniger abgerichtet sind, weshalb sie durch einen z. B. von dem Süd- zum Nordpol durch den Stab geleiteten Strom in anderer Weise nach der einen Seite aus ihrer Lage abgelenkt werden sollten, wie durch einen vom Nord- zum Südpol geleiteten Strom nach der entgegengesetzten Seite. Ein solcher Unterschied der Ablenkungen müsste aber nach den Versuchen von Villari stattfinden, um die verschiedene Aenderung des Momentes zu begründen. Es wäre dadurch eine ganz neue Eigenschaft der magnetischen Moleküle nachgewiesen, falls die Resultate von Villari nicht auf secundären Ursachen beruhten. Diese könnten einmal darin bestehen, dass bei den verschiedenen Versuchen die Richtung des ersten, durch den magnetisirten Stahlstab hindurchgeleiteten Stromes verschieden wäre, wodurch gleich von Anfang an die Moleküle eine einseitige Richtung bekommen, um die sie bei den darauf folgenden Einwirkungen abwechselnd gerichteter Ströme hin und her oscillirten, um sich entweder mehr in die axiale oder die transversale Lage zu begeben und so das Moment des Stabes zu steigern oder zu verringern. Dann könnten aber auch die Inductionswirkungen der nicht symmetrisch liegenden Theile der Stromesleitung je nach der Richtung des Stromes Fehlerquellen einführen. Bei den im Text angeführten und ähnlichen Versuchen des Verfassers haben sich die Resultate von Villari nicht bestätigt. Wurden die Stahlstäbe durch einen ganz gleich liegenden Zink- oder Messingstab ersetzt, so zeigten sich beim abwechselnd gerichteten Hindurchleiten des Stromes ganz gleiche Aenderungen der Ablenkungen des Stahlspiegels; die also von der unsymmetrischen Aenderung der Leitung herrührten. — ¹⁾ Gore, *Proceed. Roy. Soc. Nro. 108, 1869.* p. 260. *Phil. Mag.* — ²⁾ Quetelet, *Ann. de Chim. et de Phys. T. LIII, p. 248. 1833^o.*

am Strich wurde die Dauer von 100 Schwingungen gemessen. Es ist nun das magnetische Moment der Nadel:

$$M = \text{const.} \frac{Pl^2}{T^2},$$

wo P das Gewicht, l die Länge, T die Schwingungsdauer der Nadel ist.

Ist M_{max} das magnetische Moment der Nadel, wenn sie zum Maximum magnetisirt ist, ist x die Anzahl der Striche, welche die Nadel erhalten hat, so drückt nach diesen Versuchen die Formel:

$$M_x = M_{max} (1 - \mu^{\alpha x}),$$

wo μ und α zwei Constante sind, die von der Natur der Nadel und dem Magnetismus der streichenden Magnete abhängen, das magnetische Moment M_x derselben nach x Strichen aus.

Bei kleineren geraden Nadeln von etwa 645 Millimeter Länge und 145 Milligramm Gewicht ist α etwa $\frac{2}{3}$. Nach 30 Strichen haben diese Nadeln nahezu ihren Sättigungspunkt erreicht.

Der Magnetismus der Nadeln nimmt also bei den ersten Strichen schnell, dann immer langsamer zu.

Wird eine parallelepipedische Nadel zuerst auf zwei gegenüberstehenden Flächen so lange gestrichen, dass sie bei weiterem Streichen keinen Zuwachs an Magnetismus zeigt, so nimmt sie von Neuem Magnetismus an, wenn man sie auf den beiden anderen Flächen streicht.

Wird eine durch eine bestimmte Anzahl Striche magnetisirte Nadel gegenengesetzt gestrichen, so verliert sie schon beim ersten Strich, oder bei grösserer Masse nach den zwei ersten Strichen ihren ganzen Magnetismus und kehrt sogar ihre Polarität um. Indess nimmt die Nadel durch die gleiche Anzahl Striche, wie vorher, nicht ein ganz gleich grosses entgegengesetztes Moment an. So betragen z. B. die Schwingungsdauern einer 15 Ctm. langen, 15 Millim. breiten und 7 Ctm. dicken Nadel auf einander folgenden Umkehrungen der Magnetisirung:

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.
I	+ 196	+ 235,2	+ 250	+ 257,3	+ 262	+ 245,5	+ 292	+ 246	+ 276
II	+ 127,5	+ 135,3	+ 141,8	+ 141,5	+ 148,5	+ 150,7	+ 153,7	+ 151,9	+ 153,0
III	—	—	— 261	— 407,0	— 355	— 353	— 305	— 314	—
IV	— 145,5	—	— 148,3	— 153,5	— 156	— 156	— 157,5	— 155,3	—

Die negativen Vorzeichen bedeuten die der ursprünglichen (+) entgegengesetzte Magnetisirung der Nadel.

Das durch eine gleiche Anzahl Striche bei der Magnetisirung erhaltene magnetische Moment der Nadel ist also bei jeder Umkehrung ge-

ringer. Es sind dabei zuerst die Magnetismen grösser, welche der Richtung der ersten Striche entsprechen. Nachher nähern sich aber die Magnetismen bei beiden Richtungen der Magnetisirung derselben constant Grösse.

Die letzten Reihen, welche bei der negativen und positiven Magnetisirung der Nadel erhalten wurden, gaben magnetische Momente, welche ziemlich gut den Formeln:

$+M = +4,38(1 - 0,36\sqrt{x-0,8236})$ und $-M_1 = -4,1(1 - 0,36\sqrt{x-0,8})$ entsprechen.

Die Resultate, welche Quetelet in Bezug auf das Verhältniss der magnetischen Momente der magnetisirenden und magnetisirten Stäbe von verschiedenen Dimensionen derselben erhielt, können wegen der Ungleichheit der verwendeten Stahlorten u. s. f. keine allgemeinere Beziehung geben.

324 Legt man einen Stahlstab an die freien oder mit Papier bedeckte Pole eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes an, und entfernt ihn wieder oder schiebt man ihn in eine Magnetisirungsspirale ein und nimmt ihn heraus, so zeigt er, wenn man sein permanentes Moment bestimmt, dass, indem man ihn in der Ebene des magnetischen Aequators in einer bestimmten Entfernung vor einem in einer Kupferhülse an einem Coaxialfaden schwebenden magnetisirten Stahlspiegel hinlegt und dessen Ablenkung beobachtet, noch nicht das Maximum seines durch die wirkliche Kraft erreichbaren permanenten Momentes. Setzt man den Stab aber nach der Entfernung zu wiederholten Malen von Neuem der magnetischen Wirkung aus, so wächst sein permanentes Moment bis zu einem Maximum. Bei 51 verschiedenen Stäben von Gusseisen von 62^{mm} Länge und 11^{mm} Dicke und Rundstahlstäben von 50 bis 150^{mm} Länge und von verschiedener Härte beobachteten Herrmann und Scholz unter Frankenheim's Leitung ¹⁾, dass in allen Stäben beim ersten Anlegen an die magnetisirende, mit Papier bedeckte Stahllamelle oder beim Einlegen in die Magnetisirungsspirale etwa 0,71 bis 0,87, beim zweiten Anlegen etwa 0,79 bis 0,93 des bei häufigem Anlegen erzeugten Maximums der permanenten Magnetisirung erreicht wurde. Ob die Stäbe bei jedem Anlegen längere oder kürzere Zeit (von $\frac{1}{8}$ bis 10 Secunden) unter dem Einfluss der magnetisirenden Kräfte verblieben, hat auf das jeweilig erreichte permanente Moment keinen wesentlichen Einfluss.

Wurden die Stäbe durch wiederholtes Anlegen auf ihr permanentes Maximum m gebracht, welches sich nach längerem Aufbewahren derselben durch Erschütterungen auf m_1 erniedrigte, und nun die Stäbe in un-

¹⁾ Frankenheim, Pogg. Ann. Bd. CXXIII, S. 49. 1864*. Herrmann, De naturali magnetismo in chalybem inducendo quanto momento sit tempus. Vratisl. Scholz, Quanti sit momenti tempus in magnetismo inducendo certa quadam fluidi visci intensitate adhibita. Vratisl 1865 (Dissertationen)*.

in der Lage den magnetisirenden Kräften ausgesetzt, so kehrte sich schon bei der ersten Wirkung der permanente Magnetismus auf den Werth $-b$ um; und dieser entgegengesetzte permanente Magnetismus wuchs beim zweiten entgegengesetzten Anlegen auf den Werth $-b_2$, bei wiederholtem Anlegen auf das negative Maximum $-n$, welches stets kleiner ist als m_1 . Die Maxima n und m_1 zeigten kein regelmässiges Verhältniss zu einander; dass ist $\frac{m_1 - b}{m_1 - n}$ bei allen (39) Stäben zwischen den Grenzen 0,93 bis 0,74, $\frac{m_1 - b_2}{m_1 - n}$ bei 32 Stäben zwischen den Grenzen 0,98 bis 0,80 eingeschlossen, gleichviel ob die Umkehrung der Polarität durch die Spirale oder die Magnetlamelle erfolgte. Längere Einwirkung der letzteren hatte noch hier keinen wesentlichen Einfluss. — Genauere Resultate, als die erhaltenen, sind hier nicht zu erwarten, da offenbar die angegebenen Verhältnisse vollständig mit der Grösse der magnetisirenden und den Magnetismus umkehrenden Kräfte sich ändern müssen.

Vermittelt der §. 263 und 282 erwähnten Methode, bei welcher die geraden oder hufeisenförmigen Magnetstäbe in horizontaler Lage nördlich oder südlich vor eine Magnetnadel hingelegt wurden, so dass die westlich gerichtete Verbindungslinie ihrer Pole jedesmal von der veragerten Axe der Nadel halbirt wurde, hat Külp¹⁾ ferner beobachtet: 325

Werden an die Pole einer gesättigten geraden Stahllamelle weiche Eisenstäbe in einer gegen die Axe der Lamelle senkrechten Richtung gesetzt und dann in der Richtung ihrer Axe (senkrecht gegen die Axe der Lamelle) vorsichtig abgeschoben, so vermehrt sich hierbei selbstverständlich das permanente Moment der Lamelle nicht, wohl aber, wenn sie nicht gesättigt ist.

Stösst man drei gleiche Magnetstäbe mit ihren ungleichnamigen Polen aneinander und trennt sie nach einiger Zeit wieder, so bleiben ihre permanenten Momente ungeändert, so lange die Magnete von ihrem Sättigungspunkt nicht sehr weit entfernt sind. Sind die Magnete ungleich, so vermindert sich das permanente Moment des in der Mitte liegenden Stabes, wenn es schwächer ist; ist der mittlere Stab der stärkere, so werden die Enden an den Enden hierdurch verstärkt; wenn sie nicht wieder dem Sättigungspunkt nahe stehen.

Dasselbe Resultat, nur in höherem Grade, wurde erhalten, als hier noch an die Enden der einander berührenden Lamellen weiche Eisenstäbe gelegt wurden. Bei 2 oder 3 hufeisenförmigen Lamellen, welche mit ihren Schenkeln in einer Ebene liegend zusammengelegt wurden, an ihre Axen hinter einander in der Lage $\begin{matrix} \cap \\ \cup \end{matrix}$ oder $\begin{matrix} \cap \\ \cup \cup \end{matrix}$ sich befanden,

¹⁾ Külp, Pogg. Ann. Bd. CXXXV, S. 395, 410. 1868*.

erhielt man bei seitlichem Abschieben der Magnete von einander ben Resultate.

Auch hier wirken angelegte Eisenstücke wie bei geraden magneten.

326 Wir wenden uns jetzt der Erklärung der in den vorigen Phen beschriebenen Thatsachen zu.

Um zunächst das bei wachsender magnetisirender Kraft all eintretende Maximum des temporären magnetischen Momentes gründen, musste man unter der Annahme der Scheidung magn Fluida zu der Hypothese seine Zuflucht nehmen, dass diese Sc nicht proportional der scheidenden magnetischen Kraft stattfändern mit wachsender Intensität derselben in geringerem Verhältnis sich ginge. Auf diese Weise sucht Plücker¹⁾ die von Müller tete Formel für die Beziehung zwischen der magnetisirenden und dem in den Eisenstäben entwickelten temporären magnetis ment:

$$m = c \operatorname{arctg} \frac{p}{k} = \frac{cp}{k} \left[1 - \frac{1}{3} \left(\frac{p}{k} \right)^2 + \dots \right] \dots$$

aus der Annahme herzuleiten, dass der Scheidung der magnetische in den einzelnen Molekülen ein gewisser Widerstand entgegenste cher im Allgemeinen einer Potenz der magnetisirenden Kraft spräche. Dann würde sich das magnetische Moment m ausdrü sen durch die Formel:

$$m = p\lambda - \mu (p\lambda)^n = p\lambda (1 - \mu (p\lambda)^{n-1}) \dots$$

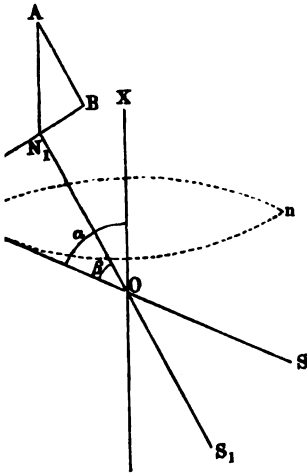
wo λ und μ Constante sind, die Plücker mit dem Namen „Indu und „Widerstandscoefficient“ bezeichnet, und wo $n > 1$ ist. Da gleich 2 sein kann, indem sonst bei entgegengesetzter Magnet wenn p in $-p$ übergeht, der Werth m nicht in $-m$ übergehen nimmt Plücker willkürlich $n = 3$ an. Dann entspricht die F der Formel 1, wenn man $\lambda = \frac{c}{k}$, $\mu = \frac{1}{3c^2}$ setzt.

Zur Begründung des Auftretens des permanenten Magn müsste man noch die Annahme der Coercitivkraft machen, die wissermaassen auch als einen Widerstand auffassen könnte, wel Rückkehr der geschiedenen Fluida zu einander verhinderte. — scheinung, dass schwächere und entgegengesetzte Kräfte, als die tisirenden, einem Stab den permanenten Magnetismus entziehen zu der Folgerung veranlassen, dass der Widerstand bei der T der Fluida von einander grösser wäre, als bei ihrer Wiedervere

¹⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 12. 1854*.

iel übereinstimmender mit dem später mitzutheilenden, mecha- 327
 1 Verhalten der Magnete erscheint zur Erklärung der bisher

Fig. 190.



erwähnten Resultate die Annahme
 von drehbaren Molekularmagneten,
 die in einem unmagnetischen Stab
 in allen Richtungen durch einan-
 der liegen, im magnetischen gerich-
 tet sind (vergl. §. 68 und 70). Es
 ist von vornherein klar, dass man
 sich unendlich viele Anordnungen
 der Molekularmagnete in den Kör-
 pern denken kann, bei denen sie
 nicht nach aussen wirken. Liegen
 dieselben z. B. mit ihren ungleich-
 namigen Polen an einander in Krei-
 sen geordnet, oder sind ihre Pole
 überhaupt in jedem Raumelement
 mit ihren Polen nach allen Richtun-
 gen gerichtet, so wird dieses Ver-
 hältniss eintreten. Bezeichnet nun
 OX, Fig. 190, die Richtung der auf
 einen Eisen- oder Stahlstab wirken-

den Kraft, so wird dann auch OX die Richtung der
 ischen Axe des Stabes werden. Es sei NS einer der kleinen Mo-
 magnete, welcher im unmagnetischen Zustande des Stabes mit der
 X den Winkel NOX = alpha bildet. Durch die magnetisierende
 deren Grösse X sei, wird NS der Axe OX um den Winkel beta zu-
 werden, so dass er die neue Lage N1S1 einnimmt, in der er mit
 r noch den Winkel alpha - beta macht. Das auf NS in dieser Lage
 lie magnetisierende Kraft N1A = X ausgeübte Drehungsmoment
 B = X sin(alpha - beta). Soll der Molekularmagnet im Gleichge-
 ein, so muss das durch die Molekularkräfte auf denselben aus-
 Drehungsmoment N1C, welches denselben in seine frühere Lage
 zuführen strebt, dem magnetischen Drehungsmoment gleich sein.
 tere ist im Allgemeinen eine Function des Winkels NON1, um
 3 gedreht worden ist, so dass also als Gleichgewichtsbedingung

$$X \sin(\alpha - \beta) = D.f(\beta) \dots \dots \dots 1)$$

as magnetische Moment des Molekularmagnetes für sich sei m, also
 nent, welches er in seiner unmagnetischen Ruhelage dem Stabe in
 htung OX ertheilt, m.cos alpha. Nach der Drehung ist letzteres Mo-
 cos(alpha - beta), also die durch die Drehung bewirkte Zunahme des
 tes des Stabes:

$$M = m [\cos(\alpha - \beta) - \cos \alpha] \dots \dots \dots$$

Dehnen wir diese Betrachtung über alle Moleküle des Magnets aus, so können wir unter gewissen Annahmen über die Function f der zurücktreibenden Molekularkräfte das durch die Kraft X dem Körper ertheilte magnetische Moment berechnen. — Die einfachste Annahme in dieser Beziehung wäre die, dass die zurücktreibende Kraft dem Drehungswinkel β des Molekularmagnetes proportional ist. Für kleinere Drehungen kann man dann auch mit Weber den Bogen seinem Sinus gleich setzen, so dass die Gleichgewichtsbedingung des gedrehten Molekularmagnetes ist:

$$X \sin(\alpha - \beta) = D \cdot \sin \beta$$

oder

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{X \sin \alpha}{D + X \cos \alpha} \dots \dots \dots 3$$

Aus dieser Gleichung kann man in die Gleichung 2) den Werth für β einsetzen und erhält:

$$M = m \left(\frac{X + D \cos \alpha}{\sqrt{D^2 + X^2 + 2DX \cos \alpha}} - \cos \alpha \right) \dots \dots 4$$

Ist die Zahl sämmtlicher Moleküle, welche im unmagnetischen Zustande des Körpers in einem Raumelemente nach allen Richtungen hin liegen, gleich n , und stellen wir uns vor, dieselben wären alle durch den Mittelpunkt einer Kugel vom Radius 1 hindurchgelegt, so würde die Zahl der gegen die Flächeneinheit der Kugeloberfläche gerichteten Moleküle gleich $\frac{n}{4\pi}$ sein, die Zahl der Moleküle also, welche gegen eine zu der magnetischen Axe OX concentrische Zone Nn der Kugeloberfläche gerichtet sind, deren Winkelabstand von OX gleich α ist, $\frac{n}{4\pi} \cdot 2\pi \sin \alpha d\alpha$ also das durch diese Moleküle nach ihrer Drehung dem Körper ertheilte Moment gleich $\frac{n}{2} M \sin \alpha d\alpha$, und das durch die Drehung aller Moleküle des Elementes des Körpers erzeugte Moment

$$M_0 = \frac{mn}{2} \int_0^\pi M \cdot \sin \alpha d\alpha.$$

Dieses Integral ist für

$$X < D \quad M_0 = \frac{2}{3} mn \frac{X}{D}$$

$$X > D \quad M_0 = mn \left(1 - \frac{1}{3} \frac{D^2}{X^2} \right)^1.$$

Bei kleinen Werthen der magnetisirenden Kraft wird also

¹⁾ Arndtsen, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 610. 1858*; auch Röber, Pogg. Ann. Bd. CXXXIII, S. 53. 1868*.

Moment des magnetisirten Körpers der magnetisirenden Kraft proportional sein, bei grösseren sich einem Maximum nähern, welches gleich mn ist. Das erste Verhalten wird andauern, bis $X = D$, also $M_0 = \frac{2}{3} mn$; also bis das magnetische Moment zwei Drittel des Maximums erreicht hat.

Bezeichnen wir mit dem Namen der Magnetisirungsconstante k das durch eine magnetisirende Kraft Eins in einem cubischen Raumelement von der Einheit des Volumens erzeugte magnetische Moment (s. §. 339), so würde bei einer Kraft X dieses Moment nicht, wie es der Proportionalität mit letzterer Kraft entspräche, gleich kX , sondern dasselbe wäre durch eine der oben angeführten Formeln gegeben. Eine Prüfung derselben s. im Cap. Magnetismus der Ellipsoide (§. 353 u. flgde.).

Bei der Betrachtung, dass die durch die magnetisirende Kraft gedrehten Moleküle stets sich so stellen, dass ihre Axe mit der Resultante der magnetisirenden Kräfte und der sie in ihre erste unmagnetische Gleichgewichtslage zurückführenden Molekularkräfte zusammenfällt, ist indess ein Umstand nicht berücksichtigt, der die Resultate wesentlich ändern kann. Man findet nämlich, wie wir später ausführen, dass Erschütterungen das temporäre Moment, auch eines weichen Eisenstabes, der sich unter Einwirkung einer Magnetisirungsspirale befindet, wesentlich vermehren, so dass die Moleküle durch eine Art von „Reibung der Ruhe“ in der Bewegung gehindert werden, welche ihnen durch die magnetisirende Kraft ertheilt werden würde, und sie erst nach Ueberwindung dieser Reibung durch mechanische Erschütterungen völlig die magnetische Gleichgewichtslage annehmen ¹⁾. Der Magnet verhält sich hierin gerade wie ein Körper, dessen Gestalt durch äusserer mechanische Kräfte temporär geändert wird, und der gleichfalls erst bei wiederholten Erschütterungen die durch die mechanischen Kräfte gebotene Gestaltsänderung völlig erfährt. — Ueber die Gesetze dieses Bewegungswiderstandes der Moleküle wissen wir aber noch nichts Näheres.

Das Maximum des temporären magnetischen Momentes des Körpers würde bei einer magnetisirenden Kraft erreicht sein, bei welcher die Axen aller Molekularmagnete der magnetischen Axe des Körpers parallel und mit ihren gleichen Polen nach derselben Seite gerichtet sind. Dies wird erst dann eintreten, wenn die magnetisirende Kraft so stark wirkt, dass sie die Kräfte überwiegt, vermöge deren jedes durch den Strom gerichtete Molekül in Folge seiner magnetischen Anziehungen die benachbarten Moleküle in entgegengesetzter Lage einzustellen sucht, wodurch jedesmal das magnetische Moment sich viel geringer ergibt, als wenn alle Moleküle ohne gegenseitige magnetische Einwirkung auf einander blieben.

Das nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft in den magnetisirten Körpern zurückbleibende permanente magnetische Moment scheint dadurch bedingt zu sein, dass sich bei der Drehung der Molekularmag-

¹⁾ G. Wiedemann, Verhandlungen der Baseler Naturf.-Gesellschaft. Bd. II, S. 193 u. flgde.; Pogg. Ann. Bd. CVI, S. 169. 1859*.

nete selbst die zwischen ihnen wirkenden Molekularkräfte geändert haben, so dass sie nach dem Aufhören der dieselben drehenden magnetischen Kräfte nicht vollständig ihre früheren Gleichgewichtslagen wieder einnehmen, gerade wie ein Körper, dessen Gestalt durch mechanische Kräfte temporär geändert ist, nach dem Aufhören derselben eine permanente Gestaltsveränderung beibehält. Da auch hier nach später zu erwähnenden Versuchen Erschütterungen den permanenten Magnetismus vermindern, so könnte man diese Aenderung der Molekularkräfte sich bildlich wiederum durch einen „Reibungswiderstand“ ersetzt denken, der die gedrehten Moleküle hindert, völlig dem Zug der Molekularkräfte zu folgen, der sie in die unmagnetische Lage zurückführt.

Das Gesetz der Aenderung der Molekularkräfte bei der Drehung der Moleküle kennen wir nicht. Es kann also von vornherein über das Verhältniss der temporären und permanenten Momente kein Schluss gezogen werden. Wollte man annehmen, dass die permanente Drehung, welche die magnetischen Moleküle nach Aufhören der magnetisirenden Kraft behalten, proportional der durch letztere bewirkten temporären Drehung ist, so würde nach der Formel 2) des vorigen Paragraphen das permanente magnetische Moment in der Richtung der Axe des Körpers für jeden Molekularmagnet

$$M_p = m \left[\cos \left(\alpha - \frac{\beta}{n} \right) - \cos \alpha \right]$$

sein, wo n eine Constante ist.

Das Maximum des permanenten magnetischen Momentes würde der Körper behalten, wenn er während der Einwirkung der magnetisirenden Kraft auch das Maximum des temporären Momentes erlangt hätte.

Wenn man zuweilen von einer „Uebersättigung“ eines Magnetstabes mit Magnetismus spricht, so kann das nur so viel heissen, dass stark magnetisirte Stäbe bei mechanischen Einflüssen, z. B. Erschütterungen, eine grössere Menge ihres Magnetismus verlieren, als schwach magnetisirte, und erst mit der Zeit nach wiederholten Erschütterungen einen permanenten Zustand erhalten. Eine wirkliche Uebersättigung ist nach den vorher mitgetheilten Erfahrungen nicht anzunehmen.

Die Verschiedenheit, welche das weiche und harte Eisen, der weiche und harte Stahl bei der Magnetisirung zeigen, lässt sich nach dieser mechanischen Theorie viel besser und sachgemässer erklären, als nach der Theorie der scheidbaren Fluida. Nach letzterer müsste der Widerstand, welcher sich der temporären Scheidung der Fluida entgegenstellt, grösser sein beim harten und weichen Stahl, als beim harten oder beim weichen Eisen, so dass die temporäre Magnetisirung des ersteren kleiner wäre, als die des letzteren. Ebenso würde sich auch beim Aufhören der magnetisirenden Kraft der Wiedervereinigung der Fluida im Stahl ein

er Widerstand darbieten, als im Eisen, und so ersterer mehr permanenten Magnetismus behalten.

Nach der Theorie der drehbaren Molekularmagnete würden diese Veränderungen auf die der Drehung der Moleküle entgegenstehenden Molekularkräfte zu übertragen sein. Im weichen Eisen sind die Moleküle beweglich; sie folgen der magnetisirenden Kraft in ihrer Drehung weit leichter als die Moleküle des härteren Eisens und Stahls; das leichte Kräfte erzeugte temporäre magnetische Moment ist in der That grösser. Dabei gelangen aber im Eisen die Moleküle schon bei geringeren Kräften in die Lage, in welcher ihre magnetischen Axen der Drehungsaxe des Körpers parallel werden. Während also im Stahl die temporäre Magnetisirung schnell ansteigt, nähert sie sich im Eisen schon langsamer dem Maximum. — Nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft finden wiederum die Moleküle des weichen Eisens einen geringeren Bewegungswiderstand, oder die Molekularkräfte sind weniger stark, sie ziehen die Moleküle fast vollständig in ihre unmagnetischen Lage zurück; im harten Eisen und Stahl dagegen werden sie durch die stärkeren Molekularkräfte gehemmt, sie behalten eine stärkere permanente Drehung und der aus ihnen zusammengesetzte Körper ein besseres permanentes magnetisches Moment.

Die Beziehung ist das Verhalten des Eisens und Stahls gegen mechanische Kräfte verschieden von dem gegen magnetisirende Kräfte. Bei der Einwirkung der ersteren auf Eisen die temporären Veränderungen, aber auch die permanenten bedeutender sind als bei Stahl. Es ist indess wohl zu beachten, dass durch mechanische Kräfte nicht nur eine Drehung der Moleküle um ihren fest bleibenden Punkt, sondern auch eine Verschiebung derselben an einander bewirkt wird, während bei der Wirkung magnetischer Kräfte, wenigstens in geraden, nicht gedrehten und gebogenen Körpern, nur die erstere so dass doch ein wesentlicher Unterschied in der Wirkung beider Arten von Kräften besteht.

zu erklären, dass zur Entmagnetisirung eines permanent magnetischen Stabes eine geringere magnetische Gegenkraft erforderlich sei, wenn man Magnetisiren, müssen wir annehmen, dass, wenn wir eine magnetisirende Kraft auf die gedrehten magnetischen Moleküle eines Magnetes anwenden, die sie in die Gleichgewichtslage zurückdreht, dieselben nach der Wirkung der Kraft während ihrer Dauer bis zu einer bestimmten Ueberspannung folgen; nach Aufhebung derselben aber stets zum Theil wieder zurückspringen, durch die Aenderung der Molekularkräfte bedingte, magnetische Kräfte zurückspringen. Es könnte hierbei geschehen, dass die Moleküle temporär über ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen hinaus gedrückt werden, der Körper also temporär eine entgegengesetzte Magnetisirung zeigt; dass aber nach Aufhebung der entmagnetisirenden Kraft der Körper wieder über die Gleichgewichtslage auf die frühere Seite hin-

übergehen, und dann der Körper wieder die frühere Magnetisirung hält. Hierbei würde, um die Theilchen permanent in die unmagnetische Lage überzuführen, eine kleinere Kraft als zur Drehung in die permanente magnetische Lage erforderlich sein.

- 331 Wenn wir auch bei dem Mangel an genaueren Kenntnissen über Molekularkräfte keine nähere mathematische Begründung dieser Verhältnisse für jetzt geben können, so zeigen sie doch nach meinen Untersuchungen eine äusserst deutliche Analogie mit den durch mechanische Kräfte bedingten Veränderungen der Körper. Sucht man einen permanenten oder gebogenen Körper durch Kräfte, welche den tordirenden oder biegender entgegenwirken, in seinen früheren Zustand zurückzuführen, so detordirt oder entbiegt er sich auch temporär unter Einwirkung derselben mehr oder weniger und kann sogar eine der ersten Gestaltsveränderungen entgegengesetzte Torsion oder Biegung annehmen. Beim Aufheben dieser Kräfte springt er aber stets zum Theil in die frühere tordirte oder gebogene Form zurück, bis die temporären Gestaltsveränderungen eine bestimmte Grenze überschritten haben.

Dabei ist wiederum zur völligen Aufhebung der ersten permanenten Biegung oder Torsion eine schwächere Kraft, als zur Erzeugung derselben erforderlich.

Dass bei der ersten Magnetisirung die magnetischen Momente etwas langsamer ansteigen, als bei späteren Magnetisirungen wohl darin seinen Grund, dass die Moleküle bei wiederholter Drehung an einander allmählich leichter beweglich werden. Die analoge Erfahrung kann man auch in Betreff der Biegungen und Torsionen beobachten. Ebenso zeigt sich bei wiederholten Magnetisirungen und Entmagnetisirungen ebensowohl eine allmähliche Abnahme der durch die stärkere magnetische Kräfte erzeugten permanenten magnetischen Momente wie bei wiederholten Torsionen und Detorsionen, Biegungen und Entbiegungen eines Stabes eine allmähliche Abnahme der durch eine gleich stärkeren mechanischen Kraft zu erzielenden Drillung und Biegung, in dem nach und nach die Theilchen dabei beweglicher werden und nach Aufhebung der von aussen wirkenden Kräfte durch die inneren Molekularkräfte immer mehr in ihre Gleichgewichtslagen vor Einwirkung derselben zurückgeführt werden.

Auf diese Weise lassen sich die in §. 310 u. flgde. aufgeführten Erfahrungen in Bezug auf den Magnetismus fast ohne Veränderung auf die mechanischen, z. B. durch die Torsion, bedingten Gestaltsveränderungen derselben übertragen.

- 332 Eine Zusammenstellung der in diesem Gebiet von mir erhaltenen Resultate zeigt dies recht deutlich.

r s i o n .

M a g n e t i s m u s .

porären Torsionen
en Male durch auf-
hte tordirten Drathes
gs schneller als jene

1. Die temporären Magnetis-
men eines zum ersten Male durch auf-
steigende galvanische Ströme mag-
netisirten Stabes wachsen Anfangs
schneller als die Intensitäten jener
Ströme.

manenten Torsio-
es steigen noch viel

2. Die permanenten Magne-
tismen des Stabes steigen noch viel
schneller an.

ordiren des Drathes
kleinere entgegenge-
erforderlich, als zum

3. Zum Entmagnetisiren des Sta-
bes ist ein viel schwächerer entge-
gengerichteter Strom erforderlich,
als zum Magnetisiren.

erholten Drillungen
hern sich seine Tor-
id mehr der Propor-
den drehenden Ge-
Torsionen sind dabei
der ersten Drillung.

4. Bei wiederholten Magnetisi-
rungen des Stabes nähern sich seine
Magnetismen mehr und mehr der
Proportionalität mit der Intensität
der magnetisirenden Ströme. Die
Magnetismen sind dabei grösser, als
bei der ersten Magnetisirung.

erholter Anwendung
irenden und detordir-
hte G und $-G_1$
er Drillung erreichte
permanenten Torsion
s bei der Detorsion
um derselben bis zu
en Grenze.

5. Bei wiederholter Anwendung
derselben magnetisirenden und ent-
magnetisirenden Ströme I und $-I_1$
sinkt das bei der Magnetisirung er-
reichte Maximum des permanenten
Magnetismus und steigt das bei der
Entmagnetisirung erreichte Mini-
mum desselben bis zu einer bestimm-
ten Grenze.

ie Grenzen der wie-
tionen und Detorsio-
dirt, verhält sich der
zum ersten Male tor-

6. Ueber die Grenzen der wieder-
holten Magnetisirungen und Ent-
magnetisirungen hinaus magnetisirt,
verhält sich der Stab wie ein zum
ersten Male magnetisirter.

irter Drath, der durch
7 detordirt ist, kann
lte Wirkung der Kraft
ach einer der ersten
engesetzten Richtung
u. Wohl aber tordirt
+ G im ersten Sinne.

7. Ein magnetisirter Stab, der
durch einen Strom von der Intensi-
tät $-I$ entmagnetisirt ist, kann
durch wiederholte Einwirkung des
Stromes $-I$ nicht in einem der
ersten Magnetisirung entgegenge-
setzten Sinne magnetisirt werden.
Wohl aber magnetisirt ihn der Strom
 $+I$ im ersten Sinne.

T o r s i o n .

M a g n e t i s m u s .

8. Wird ein Drath, der die permanente Torsion *A* besitzt, durch die Kraft *b* auf die Torsion *B* und sodann weiter auf die Torsion *C* gebracht, welche zwischen *A* und *B* liegt, so bedarf man, um ihm wieder die Torsion *B* zu geben, von Neuem der Kraft *b*. Hierbei kann *A* auch Null sein, und *B* grösser oder kleiner als *A*.

8. Wird ein Stab, der den permanenten Magnetismus *A* hat, durch den Strom *b* auf den Magnetismus und sodann weiter auf den Magnetismus *C* gebracht, welcher zwischen *A* und *B* liegt, so bedarf man, um ihm wieder den Magnetismus *B* zu geben, von Neuem des Stromes. Hierbei kann *A* auch Null sein, und *B* grösser oder kleiner als *A*.

In Betreff der Biegung lassen sich die analogen Sätze aufstellen wie für die Torsion.

Wenn die Annäherung der Magnetisirung an ein Maximum keinen Beweis für die Existenz drehbarer Molekularmagnete liefert, (sie ebensowohl durch die mit wachsender magnetisirender Kraft immer langsamer erfolgende Scheidung der magnetischen Fluida abzuleiten wäre, so dürfte diese vollständige Analogie doch kaum einen Zweifel gestatten, dass die Magnetisirung wirklich durch Aenderung der Lage der einzelnen Moleküle der magnetischen Metalle bedingt ist. Diese Vermuthung wird fast zur Gewissheit durch die später zu erwähnenden Thatsachen, welche nachweisen, dass die Magnetisirung in gewissen Fällen sogar eine Gestaltsveränderung der Körper, also direct eine Verschiebung ihrer Moleküle bedingen kann ¹⁾).

333 Auch das §. 320 beschriebene Verhalten eines temporär oder permanent magnetisirten Eisendrathes, durch welchen man direct einen galvanischen Strom leitet, erklärt sich nach meiner Ansicht durch dieselben Annahmen, wie die vorher mitgetheilten Resultate.

In dem temporär magnetisirten Drathe sind die Molekularmagnete mit ihren Axen der Axe des Drathes zugeneigt, so dass sie ihre Nordpole alle nach der einen Seite wenden. Wird ein Strom durch den Drath geleitet, so wird dadurch zunächst die Stellung der unmittelbar in seiner Axe gelegenen Moleküle nicht geändert, da auf allen Seiten der

¹⁾ Versuche von Villari, die Schnelligkeit der Drehung der magnetischen Moleküle aus der Stärke der bei abwechselnd gerichteter Magnetisirung der Stahlstäbe in einer sie umgebenden Spirale erzeugten Inductionsströme abzuleiten, dürften doch in die Grösse der Drehung der magnetischen Moleküle erkennen lassen, da bei der immerhin sehr kurzen Zeit der Drehung der Moleküle die Gesammtintensität des bei demselben inducirten Inductionstromes nur von dem Unterschied des Potentials der Magnetismen auf die Inductionsspirale vor und nach der Drehung, nicht aber von der Zeitdauer seiner Aenderung abhängt. Villari, Nuovo Cimento Vol. XXI — XXII. Magg. e Giugno, 1865 — 66°. Pogg. Ann. Bd. CXXXIII, S. 322. 1868°.

selben der Strom im Drath in gleicher Intensität fliesst. Neben den mehr gegen die Oberfläche des Drathes liegenden Molekülen fliesst aber zur Seite der Axe des Drathes der Strom durch einen grösseren Querschnitt desselben, als zur Seite der ihnen benachbarten Theile der Oberfläche; es werden sich daher die Moleküle unter dem Einfluss des ersteren Antheiles des Stromes in eine gegen die Axe des Drathes transversale Richtung zu stellen streben und zwar um so mehr, je näher sie an der Oberfläche des Drathes liegen. Für einen in der Axe des Drathes befindlichen Beobachter werden sie dabei ihre Nordpole alle nach derselben Seite hinwenden. Es wird hierdurch das temporäre magnetische Moment des Drathes in der Richtung seiner Axe vermindert. Zugleich werden aber die Moleküle bei der Hin- und Herdrehung leichter beweglich, und eine neue Wirkung der magnetisirenden Kraft allein vermag sie stärker der Axe des Drathes zuzuwenden als vorher. Deshalb ist die temporäre Magnetisirung des Drathes nach dem Oeffnen des durch denselben geleiteten Stromes grösser als vorher. Ist der durch den Drath geleitete Strom schwach, so kann der Anstoss, den die Molekularmagnete durch ihn erhalten, sie so viel beweglicher machen, dass sie nun dem Zuge der relativ starken magnetisirenden Kraft mehr folgen, als vorher. Der hindurchgeleitete schwache Strom selbst vermag dann durch seine dauernde elektromagnetische Wirkung auf die Molekularmagnete diese stärkere Wirkung nicht zu compensiren; der Drath zeigt schon während des Hindurchleitens des Stromes ein grösseres Moment in der Richtung seiner Axe.

Bei der Einwirkung des hindurchgeleiteten Stromes auf den permanent magnetisirten Drath findet zunächst dasselbe statt. Die Moleküle werden transversal gestellt, das magnetische Moment des Drathes nimmt temporär ab. Nach Aufhören des Stromes kehren die Moleküle zum heil, aber nicht völlig in ihre magnetischen Lagen zurück; daher ist der Magnetismus des Drathes auch permanent verkleinert. Dabei nähern sich aber die Moleküle, da sie leichter beweglich geworden sind, ihren magnetischen, durch die Molekularkräfte gebotenen Gleichgewichtslagen. Wird der Strom in gleicher Richtung noch einmal durch den Drath geleitet, so werden die Moleküle nur noch einmal dieselbe Drehung erfahren wie vorher, ihre Beweglichkeit wird nicht vermehrt, und der permanente Magnetismus nimmt bei dem Oeffnen des Stromes nur wenig ab. Wird der Strom aber in entgegengesetzter Richtung durch den Drath geleitet, so suchen die Moleküle in entgegengesetzter Richtung transversal zur Axe des Drathes zu stellen. Der Magnetismus des Drathes nimmt wiederum ab und kehrt nach dem Oeffnen des Stromes nur wenig wieder zurück. Er ist aber schwächer wie nach dem ersten Durchleiten des Stromes, da die Moleküle bei ihrer neuen Drehung nach der entgegengesetzten Seite sich in neuen Bahnen bewegt haben, also wiederum beweglicher geworden sind und sich mehr und mehr ihren magnetischen Lagen zuwenden.

Auf diese Weise vermindert sich allmählich bei abwechselnder Richtung des durch den Magnet geleiteten Stromes sein Moment. Dass dasselbe endlich während des Hindurchleitens der Ströme und nach dem Öffnen nahezu constant bleibt, hat wohl darin seinen Grund, dass die jetzt ziemlich transversal gerichteten Moleküle der Stäbe hierbei von allen Seiten von dem hindurchgeleiteten Strom umflossen sind und so wenig von demselben bewegt werden; nur die an der Peripherie des Stabes befindlichen Moleküle können stärker abgelenkt werden.

Dass die von v. Waltenhofen beobachtete anomale Magnetisirung von Eisenkernen beim Öffnen des Stromes der Magnetisirungsspirale nicht unbedingt für ein Rückschwingen der abgelenkten Molekularmagnete über ihre unmagnetische Gleichgewichtslage hinaus spricht, haben wir schon §. 316 erwähnt.

334 Der §. 323 ausgeführte Unterschied zwischen der permanenten Magnetisirung eines Stahlstabes durch einen galvanischen Strom und durch wiederholtes Streichen mit einem zweiten Magnetstab beruht darauf, dass im ersten Falle alle Molekularmagnete gleichzeitig durch die magnetisierende Kraft gerichtet werden und nun auch zugleich gegenseitig auf einander richtend einwirken, so dass sie durch beide Ursachen ihre mittleren temporären und (nach dem Öffnen des Stromes) auch permanenten magnetischen Lagen einnehmen.

Bei dem Streichen werden aber die einzelnen Moleküle der Stäbe durch die magnetisierenden Kräfte nach einander gerichtet. Die zuerst gerichteten Theile kehren schon zum Theil durch die Molekularkräfte in ihre unmagnetischen Ruhelagen zurück, ehe die folgenden Theile gleichfalls durch die magnetisierende Kraft gerichtet werden und, rückwirkend auf die ersten Moleküle, dieselben in ihren magnetischen Lagen permanent erhalten. — Erst bei wiederholtem Streichen nähern sich dann die einzelnen Molekularmagnete den Gleichgewichtslagen, welche sie bekommen hätten, wenn sie alle gleichzeitig der magnetisierenden Kraft ausgesetzt worden wären. Einfache Gesetze lassen sich bei diesem complicirten Verhalten kaum erwarten.

335 Eine Bestätigung der in den vorigen Paragraphen aufgestellten Ansichten findet sich in den Versuchen von Beetz ¹⁾ über das von dem Verhalten gewöhnlicher Eisenstäbe etwas abweichende, magnetische Verhalten von Eisenmassen, welche nach der Methode von Böttger (vergleiche Theil I, §. 346) auf galvanoplastischem Wege zwischen den Polen eines Magnetes niedergeschlagen worden sind. Ein cylindrisches Glasgefäß wurde durch eine poröse Scheidewand in zwei Abtheilungen getheilt und mit Lösung von Eisenvitriol oder Eisenchlorür und Salzsäure gefüllt. In die Abtheilungen tauchten als positive Elektroden eine Stahl-

¹⁾ Beetz, Pogg. Ann. Bd. CXI, S. 107. 1860*.

platte, als negative Elektrode ein rechteckiger Blechstreifen, dessen längere Kanten horizontal lagen, und dessen kürzere, verticale Kanten gegen die Wände des Glasgefässes gegenlagen. — Das Glasgefäss wurde so zwischen die Pole eines starken Magnetes gestellt, dass seine Pole dasselbe von aussen gerade an den Stellen berührten, denen von innen die kürzeren Kanten der negativen Elektrode gegenüberstanden. Das durch den Strom eines Daniell'schen Elementes auf der letzteren niedergeschlagene Eisen erhält dann schon während des Entstehens eine magnetische Polarität.

Diese Eisenmassen wurden in eine, vor einem Spiegelmagnetometer aufgestellte Spirale gebracht, so dass ihre magnetische Axe der in der Ost-Westrichtung befindlichen Axe der Spirale parallel war, und ihr temporärer und permanenter Magnetismus in ganz ähnlicher Weise bestimmt, wie bei den §. 309 angeführten Versuchen. Die durch die Kräfte in der Spirale allein bewirkten Ablenkungen des Spiegels des Magnetometers wurden durch die Annäherung einer zweiten vom Strom durchflossenen Spirale von der entgegengesetzten Seite her compensirt.

War die galvanoplastisch niedergeschlagene Eisenplatte sehr schmal gegen ihre Längsausdehnung in der Richtung ihrer magnetischen Axe, so wuchs während des Herumleitens eines Stromes, welcher auf sie im Innern ihrer permanenten Magnetisirung magnetisierend einwirkte, ihr magnetisches Moment fast gar nicht. Hatten z. B. als negative Elektroden gefirnissete Silberdräthe gedient, die nur auf einer Seite auf einer schmalen Fläche von Lack entblösst waren,

	I.	II.
so betrug der ursprünglich permanente Magnetismus	3,60	3,59
der temporäre Magnetismus	3,70	3,69
der permanente Magnetismus nach Unterbrechung des magnetisirenden Stromes	3,60	3,58

Da sich nämlich bei der Bildung des Eisenniederschlagcs sogleich die einzelnen magnetischen Moleküle so ordnen, dass ihre magnetischen Axen mit der Verbindungslinie der beiden Magnetpole zusammenfallen, so können sie bei Einwirkung von magnetisirenden Kräften, welche im gleichen Sinne wie jene Pole wirken, nicht noch weiter der Verbindungslinie derselben, d. i. der magnetischen Axe des ganzen niedergeschlagenen Eisenstückes zugedreht werden; dasselbe hat von vornherein das Maximum seines Magnetismus erreicht.

Sind die Stücke breiter, so liegen neben einander die Moleküle in gleicher Lage. Durch ihre Wechselwirkung wird daher in jedem Molekül eine, dem zunächstliegenden entgegengesetzte Polarität erzeugt oder dieselbe aus der, durch die Wirkung der Magnetpole gebotenen Stellung abgelenkt. Das permanente Moment ist dadurch vermindert und die Eisenmasse kann durch den Strom in der Magnetisirungsspirale ein stärkeres temporäres Moment annehmen und auch, wenn der Strom die Theil-

chen stärker gerichtet hat, als die bei ihrer Ablagerung thätigen Magnetpole, nach Aufhebung des Stromes ein stärkeres permanentes Moment behalten.

Lässt man auf die elektrolytisch niedergeschlagenen Magnete abwechselnd hin- und hergerichtete magnetisirende Ströme wirken, so verhält sich ihre temporäre Magnetisirung, wie die von gewöhnlichen Stahlstäben; die temporären Magnetisirungen nehmen auf beiden Seiten allmählich bis zu einer bestimmten Grenze ab.

Dagegen verhalten sich die permanenten Magnetismen ganz anders. Wurden z. B. um einen sehr schmalen elektrolytisch niedergeschlagenen Magnet, dessen ursprüngliches Moment $M = 3,95$ betrug, abwechselnd entgegengesetzt gerichtete Ströme $\pm m$ von gleicher Intensität $I = \pm 51,35$ herumgeleitet, so ergaben sich die permanenten Momente m_+ und m_- desselben nach dem Öffnen der Ströme

$$\begin{array}{cccccccc} M & m_+ & m_- & m_+ & m_- & m_+ & m_- & m_+ \\ + 3,95 & + 3,97 & - 1,60 & + 3,34 & - 1,62 & + 3,27 & - 1,70 & + 3,20 \end{array}$$

Während also bei gewöhnlich magnetisirten Stahlstäben die durch abwechselnd gerichtete magnetisirende Ströme erzeugten permanenten positiven und negativen Magnetismen einem zwischen ihnen liegenden Werthe sich immer mehr nähern, sinkt hier allmählich die positive Magnetisirung und steigt die negative.

Der Grund hiervon ist, dass bei der ursprünglichen Magnetisirung die Moleküle mit ihren magnetischen Axen der magnetischen Axe des ganzen Eisenstückes fast parallel liegen. Die magnetisirenden Kräfte der Spirale wirken also auf sie in einem spitzen Winkel. Werden nun bei wiederholten Hin- und Hermagnetisirungen die Theilchen beweglicher, so können die magnetisirenden Kräfte die Theilchen höchstens immer wieder in die der Axe parallele Lage zurückführen, die entmagnetisirenden werden sie dagegen allmählich immer weiter von derselben entfernen, so dass sie dann bei neuer Einwirkung der magnetisirenden Kräfte jene erste Lage nicht wieder erreichen.

Bei dickeren Eisenstückchen, in welchen die Moleküle von vornherein mit ihren Axen stumpfere Winkel mit der magnetischen Axe des ganzen Stückes bilden, wirkt die entmagnetisirende Kraft gleich in einem größeren Winkel gegen die Axe der Moleküle und dreht sie daher schon bei den ersten Entmagnetisirungen fast so weit von der Axe ab, als es überhaupt bei Einwirkung öfter abwechselnd gerichteter Magnetisirungen geschieht. Deshalb bleiben die durch letztere erhaltenen magnetischen Momente des Eisenstückes schon von Anfang an nahezu constant. — Beim abwechselnden Streichen der elektrolytisch niedergeschlagenen Magnete mit einem Stahlmagnet in der einen und der anderen Richtung zeigt sich im Wesentlichen die analogen Erscheinungen.

Es stimmen also auch die Erklärungen dieser Versuche völlig mit der oben von mir entwickelten Theorie überein.

Durch diese Theorie können so manche Unklarheiten beseitigt werden, welche man früher in die Begründung der vorliegenden Thatsachen einfuhrte. Man nahm wohl, um das Verhalten der abwechselnd durch entgegengesetzt gerichtete Kräfte magnetisirten Stäbe zu erklären, eine Uebereinanderlagerung der verschiedenen Magnetisirungen¹⁾ an, welche verschieden fest gebunden wären, so dass die früheren Magnetisirungen nach Aufhebung der wirkenden Kräfte immer leicht wieder vorträten; es sollte dann aber doch eine Wechselwirkung zwischen den Magnetisirungen bestehen, so dass eine temporäre Magnetisirung einem bestimmten Sinne eine früher schon vorhandene permanente entgegengesetzten Sinne doch theilweise oder ganz vernichten konnte u. s. f.¹⁾.

Einfluss der Gestalt auf das Moment der Magnete und Elektromagnete, deren Axe keine in sich geschlossene Curve bildet.

Mathematische Berechnung der Vertheilung des Magnetismus. Versuche über den Magnetismus der Kugeln und Ellipsoide.

Die Magnetisirung eines beliebig gestalteten Körpers durch äussere magnetisirende Kräfte lässt sich aus den bisher angeführten Grundgesetzen des Magnetismus durch mathematische Rechnung unter gewissen Annahmen a priori ableiten. Dies ist zuerst von Poisson geschehen.

Fig. 191.

Wir wollen die Entwicklung seiner Grundformel in einfacher Form angeben²⁾.

Es sei NS , Fig. 191, eine sehr kleine Magnetnadel von der Länge $2a$, an deren Polen die magnetischen Fluida $\pm \mu$ angehäuft seien. Der Abstand ihres

Mittelpunktes O von einem entfernten magnetischen Punkte C vom Magnete sei $OC = R$, der Winkel $CON = \vartheta$. Ist die Nadel NS gegen OC klein, so wirken die Pole N und S auf den Punkt C nahezu

¹⁾ Marianini, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XVI, p. 436. 1846*. — Thomson, Mémoires de l'Académie T. V, p. 248 u. 488. 2. Févr. et 27. Décembre 1827. — Vergl. namentlich auch Thomson, Phil. Trans. 1851. T. I, p. 269*. Wir müssen uns darauf beschränken, nur die physikalisch wichtigen Principien dieser Berechnungen anzugeben; die mathematisch sehr interessanten in diesem Gebiet erfordern ohnehin ein besonderes Studium der Originalarbeiten.

in derselben Richtung wie OC . Die Potentialfunction von N und S ist dann $V = \frac{\mu}{NC} - \frac{\mu}{CS}$. Drücken wir NC und CS in R , ϑ aus, so ist

$$V = \mu \left(\frac{1}{(R^2 + a^2 - 2 a R \cos \vartheta)^{1/2}} - \frac{1}{(R^2 + a^2 + 2 a R \cos \vartheta)^{1/2}} \right)$$

Entwickelt man die Ausdrücke im Nenner nach a und läßt alle Glieder fort, die höhere Potenzen von a enthalten, so ist

$$V = \frac{2 \mu a \cos \vartheta}{R^2}$$

$2 \mu a$ ist aber das Moment m der Nadel, also

$$V = \frac{m \cos \vartheta}{R^2} \dots \dots \dots$$

Die Potentialfunction ist also nur von dem Momente m nicht von der Gestalt und Länge der Magnetnadel abhängig (vgl.

338 Es sei ein Körper gegeben, auf den von aussen magnetische Kräfte einwirken. Wir wollen das magnetische Moment, welches durch drei auf einander senkrechte Ebenen abgegrenzten Volumen ($v=1$) desselben durch eine von aussen wirkende magnetisierende Kraft erzeugt wird, gleich k' (eigentlich $k'v$, wo $v=1$) setzen, wo k' der Natur des Stoffes des Körpers abhängige Constante, „die Magnetisirungsconstante oder magnetische Inductionsconstante“ welche wir auch als die Zahl der Elementarmagnete in der Volt definiren könnten. Wir wollen ferner vorläufig annehmen, dass die den Masseneinheiten erzeugten Momente den wirksamen Kräften entsprechen, also die mittleren Projectionen der durch diese hervorgebrachten Molekularmagnete auf die Richtung der Kräfte letzteren proportional sind. Nach der Theorie der Scheidung der magnetischen Fluida in den Elementen würde dieser Satz besagen, dass die äussere magnetisierende Kräfte in jedem Massenelemente der magnetischen Fluida nicht aus demselben heraustreten können, sich aber stets an der Oberfläche begeben, und dass ihre Mengen jenen Kräften proportional so dass also keine Coercitivkraft der Magnetisirung hinderlich wirkt. Hiernach würde der Werth k' von der Stärke der von aussen wirkenden magnetisierenden Kraft unabhängig sein.

Nach §. 177 ist eine magnetisierende Kraft, ähnlich wie die tangentielle Componente H des Erdmagnetismus in Bezug auf die Massendimensionen $\frac{1}{2}$ ten, in Bezug auf die Länge von der $-\frac{1}{2}$ ten, in Bezug auf die Richtung der -1 ten Dimension. Bezeichnen wir das Volumen mit v , die Dimensionen mit M , die Längen- und Zeitdimensionen mit L , so ist also die Dimension der magnetisierenden Kräfte $M^{1/2} L^{1/2}$ und das magnetische Moment M hat nach demselben Paragraphen die Dimension

1) $L^{3/2} T^{-1}$. Nach obiger Definition ist der Werth $k'v$ ($v = 1$) gleich dem Quotienten des Momentes durch die magnetisirende Kraft, d. h. von r Dimension $\frac{M^{1/2} L^{3/2} T^{-1}}{M^{1/2} L^{-1/2} T^{-1}} = L^2$. Da nun das Volum $v (= 1)$ die Dimension L^3 hat, ist k' selbst eine reine Zahl¹⁾.

Beziehen wir die einzelnen Punkte des Körpers auf drei rechtwinkelige 339
 Coordinatenaxen, die Axen der x, y, z , so wird das parallelepipedische Raumentheil v des Körpers, welches einem Punkt $A = (x', y', z')$ entspricht, sich $dx' \cdot dy' \cdot dz'$ sein. Es mögen von aussen auf das Raumelement magnetisirende Kräfte wirken, deren Componenten nach den drei Axen α', β', γ' sind, und die sich je nach der Lage des Elementes ändern können. Können wir wegen der Kleinheit desselben gegenüber der Masse des Körpers annehmen, dass die sämtlichen Masseneinheiten des Elementes durch jene Kräfte gleich magnetisirt werden, so sind die magnetischen Momente des Elementes nach den drei Axen proportional ihrer Masse und den in jenen Richtungen wirkenden Kräften, also $\alpha' dx' dy' dz', \beta' dy' dx' dz', \gamma' dz' dx' dy'$. Wirkt dieses Element auf einen äusseren magnetischen Punkt C vom Magnetismus Eins, dessen Coordinaten x, y, z sind, und der in der Entfernung $\rho = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}$ von dem Punkte A entfernt ist, so ist das Potential q der magnetischen Wirkung des Elementes auf Punkt A gleich der Summe der durch jene drei magnetischen Momente bedingten Potentiale. Bildet die Linie AC mit den Axen die Winkel l, m, n , so ist hier nach §. 331 unter der Annahme der Scheidung der magnetischen Moleküle in den Molekülen:

$$q = \frac{(\alpha' \cos l + \beta' \cos m + \gamma' \cos n)}{\rho^2} k' dx' dy' dz'.$$

Wird dieser Ausdruck über den ganzen Raum des Körpers nach x', y' und z' integrirt, so erhält man das Potential Q desselben auf den magnetischen Punkt C . Ersetzen wir die Cosinus von l, m, n durch ihre Werthe $\frac{x - x'}{\rho}, \frac{y - y'}{\rho}, \frac{z - z'}{\rho}$, so erhalten wir

$$Q = \iiint \frac{\alpha'(x - x') + \beta'(y - y') + \gamma'(z - z')}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2]^{3/2}} k' dx' dy' dz'. \quad \text{II)}$$

Die Componenten der magnetischen Anziehung des Körpers gegen Punkt C nach den drei Axen sind, wenn wir den Magnetismus des Punktes gleich Eins setzen:

1) Es ist nämlich in §. 177 $H = \frac{\pi}{t} \sqrt{\frac{2k}{r^3 \text{tg } \varphi_1}}$ und $M = \frac{\pi}{t} \sqrt{\frac{k r^3 \text{tg } \varphi_1}{2}}$ das Trägheitsmoment k gleich dem Product einer Masse mit dem Quadrat einer Länge ist. Hiervon folgen direct die im Text angegebenen Dimensionen. — Will man Masse als einer raumerfüllenden Grösse die dritte Potenz der Längendimension geben, geben sich die in §. 178 angeführten Dimensionen.

$$X = \frac{\partial Q}{\partial x'}, Y = \frac{\partial Q}{\partial y'}, Z = \frac{\partial Q}{\partial z'} \dots \dots \dots]$$

Wird für jeden der drei Summanden von Q besonders partiell tegirt, so erhält man z. B.:

$$\begin{aligned} \iiint \frac{(z - z') \gamma' k' dz'}{\rho^3} dx' dy' &= \iint \frac{\gamma' k' dx' dy'}{\rho} \\ &- \iint \int \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\gamma' k')}{\partial z'} dz' \end{aligned}$$

In dem \iint sind für k', ρ, γ' die Werthe zu setzen, welche den Punkten der Z -Coordinaten des Körpers an den beiden Seiten seiner Oberfläche entsprechen.

340 Bildet die auf dem Flächenelement $d\omega'$ errichtete Normale in den durch dasselbe gelegten, den Hauptaxen parallelen Axen die Winkel l', m', n' , so ist $dx' dy' = \pm d\omega' \cos n'$. Setzt man diesen Werth in obige Gleichung, und entwickelt ganz analog die beiden anderen Summanden von Q , so erhält man

$$\begin{aligned} Q &= \int (\alpha' \cos l' + \beta' \cos m' + \gamma' \cos n') \frac{k'}{\rho} d\omega' \\ &- \iint \int \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \alpha' k'}{\partial x'} + \frac{\partial \beta' k'}{\partial y'} + \frac{\partial \gamma' k'}{\partial z'} \right) dx' dy' dz' \dots \dots \dots] \end{aligned}$$

Das erste Integral ist über die ganze freie Oberfläche des Körpers, das zweite über seine ganze Masse ausgedehnt.

Ist aber m das Moment eines Elementes in der Richtung der x -Achse, dessen Länge dx_1 , so ist $m + \frac{\partial m}{\partial x_1} dx_1$ das Moment des benachbarten Elementes. Demnach ist der an der Berührungsstelle der Elemente vorhandene freie Magnetismus gleich $\frac{\partial m}{\partial x_1}$, d. h. gleich den Differentialquotienten des Momentes nach der betreffenden Richtung x_1 (vgl. §. 294).

Es sind also auch $\frac{\partial \alpha' k'}{\partial x'}$ u. s. f. die an den Grenzflächen der Randelemente nach den drei Axenrichtungen hin angehäuften freien Magnetismen. Die Werthe $k' \alpha' \cos l'$ u. s. f. dagegen entsprechen den nach der Richtung der drei Coordinatenaxen gemessenen Dicken der an der Oberfläche des Körpers angehäuften Schicht von freiem Magnetismus. lässt sich hiernach die magnetische Wirkung des Körpers nach außen aus zwei Theilen, aus der Wirkung der auf seiner Oberfläche und der seinem Inneren verbreiteten freien Magnetismen zusammensetzen.

341 Die Formeln III) und IV) können uns dazu dienen, die Componenten der Wirkung des magnetischen Körpers auf einen inneren

selben gelegenen Punkt M zu bestimmen, der wiederum die Coordinaten x^1, y^1, z^1 habe. Diese Wirkung setzt sich zusammen:

1. Aus der Wirkung der magnetischen Elemente des Körpers, welche so weit von M entfernt sind, dass wir in dem Nenner der Formel I) höhere Potenzen von a vernachlässigen können.

2. Aus der Wirkung der zunächst an M gelegenen Elemente, für welche diese Annahme nicht statthaft ist, und welche zwar in sehr grosser Anzahl vorhanden sind, aber immerhin einen gegen die Dimensionen des Körpers verschwindend kleinen Raum B einnehmen.

3. Aus der Wirkung der magnetischen Fluida auf der Oberfläche des Elementes selbst, welches M enthält.

Die erste dieser Wirkungen stellt sich durch die Gleichung IV) dar, 342
 in der die Integration über den ganzen Raum des Körpers ausgedehnt
 nachdem wir von den dort gefundenen Werthen die Werthe der Inte-
 grale für den kleinen, den Punkt M umschliessenden Raum B subtrahirt
 haben. Die letzteren Werthe der Integrale seien X_1, Y_1, Z_1 . Dann sind
 die Componenten der betrachteten Wirkung:

$$X = \frac{\partial Q}{\partial x} - X_1, \quad Y = \frac{\partial Q}{\partial y} - Y_1, \quad Z = \frac{\partial Q}{\partial z} - Z_1. \quad 1)$$

Wegen der Kleinheit des Raumes B kann man annehmen, dass in
 demselben alle magnetischen Moleküle in gleicher Weise magnetisch sind
 und auch gleichmässig vertheilt sind. Dann kann man bei der Berech-
 nung der Werthe X_1, Y_1, Z_1 aus den Gleichungen III) und IV) die
 Werthe $\alpha', \beta', \gamma', k'$ durch die Werthe α, β, γ, k ersetzen, welche für
 den Punkt M selbst enthaltende Raumelement des Körpers gelten.
 fällt in Gleichung IV) das zweite Glied fort, und man erhält bei der
 vollen Differentiation derselben z. B.:

$$Z_1 = \alpha k \int \frac{z^1 - z}{\rho^3} \cos l'' dw'' + \beta k \int \frac{z^1 - z}{\rho^3} \cos m'' dw'' \\
 + \gamma k \int \frac{z^1 - z}{\rho^3} \cos n'' dw'' \dots \dots \dots 2)$$

wo l'', m'', n'' die für die innere Oberfläche des B umschliessenden Rau-
 mes des Körpers geltenden Werthe von l', m', n' in Gleichung IV), dw''
 Flächenelement dieser Oberfläche ist. — Ebenso entwickeln sich die
 andern Componenten.

Wir haben mithin von der Wirkung der magnetischen Moleküle des
 Körpers die Wirkung der auf der Oberfläche des inneren Raumes B ver-
 theilten Schicht von Magnetismus zu subtrahiren, auf die sich in der
 That bei gleicher Beschaffenheit aller Moleküle in B die Wirkung
 selbst eben reducirt. — Nehmen wir den Raum B kugelförmig an,
 mit ein zu einem Punkt M'' seiner Oberfläche gezogener Radius
 $R'' = \rho$ mit der Z -Axe den Winkel u , und bildet die durch letztere

Axe und MM'' gelegte Ebene mit einer anderen, durch die Z -ten festen Ebene den Winkel ν , so ist:

$x^1 - x = \rho \cos u$, $y^1 - y = \rho \sin u \sin \nu$, $x^1 - x = \rho \sin u$
 $dw'' = \rho^2 \sin u \, du \, d\nu$, $\cos l'' = \sin u \cos \nu$, $\cos \mu'' = \sin u \sin \nu$
 $\cos n'' = \cos u$, also beim Einsetzen dieser Werthe in 2):

$$Z_1 = \frac{4 \pi k \gamma}{3} \text{ und ebenso } Y_1 = \frac{4 \pi k \beta}{3}, X_1 = \frac{4 \pi k \alpha}{3}.$$

So wird:

$$X = \frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{4 \pi k \alpha}{3}, Y = \frac{\partial Q}{\partial y} - \frac{4 \pi k \beta}{3}, Z = \frac{\partial Q}{\partial z} - \frac{4 \pi \gamma}{3}.$$

343 Die zweite, durch die Moleküle im Raum B auf den Punkt M geübte Wirkung (§. 341) verschwindet, da wir alle in demselben Raume befindlichen magnetischen Moleküle uns in gleichem magnetischen Zustande befinden. —

Legt man nämlich durch den Punkt M einen beliebigen, in alle Seiten ausgedehnten Kegelmantel, so wird dieser mit Ausschluß des magnetischen Elementes, welches M enthält, in dem Raume, den er erfüllt, auf beiden Seiten gleiche Quantitäten freien magnetischen Fluidums einschließen. Die Wirkungen desselben heben sich innerhalb desselben, so wie in dem ganzen hier betrachteten Raume. Nur an der Oberfläche des Körpers selbst, wo die Punkte M allen Seiten von unendlich vielen magnetischen Molekülen umgeben sind, würde dies nicht mehr gelten.

344 Endlich bleibt noch die dritte Wirkung des auf der Oberfläche M enthaltenen Elementes angehäuften freien Magnetismus. Die gleich bleibende magnetisirende Kraft die Vertheilung der Moleküle in jedem magnetischen Element des Körpers unverändert bleibt, dasselbe auch um seinen Schwerpunkt gedreht wird (wie z. B. in der Mitte einer weichen Eisenkugel befindlichen Molekül, wenn man den Erdmagnetismus in der einen oder anderen Richtung betrachtet), so müssen die Elemente nach allen Richtungen gleich wirken. Diese Bedingung würde durch die Annahme dargestellt werden, dass die Elemente selbst Kugelgestalt haben. Dann werden die freien Moleküle auf der Oberfläche des Elementes in ähnlicher Weise vertheilt, wie auf der Oberfläche des Raumes B . Es gelten so für die Vertheilung die Gleichungen 3), in denen wir aber $k = 1$ setzen, und wir nur ein Element betrachten. Dann werden die drei Componenten der Wirkung des Elementes

$$X_0 = \frac{4 \pi \alpha}{3}, Y_0 = \frac{4 \pi \beta}{3}, Z_0 = \frac{4 \pi \gamma}{3}.$$

Diese Werthe gelten nach unserer Ableitung eigentlich nur für ein Element.

mittelpunkt des Elementes; indess sind sie auch für andere Punkte innerhalb desselben gültig.

Befinden sich ausserhalb des betrachteten Körpers beliebige magnetische Körper, welche auf die in demselben enthaltenen Fluida wirken, bezeichnet V die Potentialfunction der in ihnen enthaltenen freien Fluida in Bezug auf den innerhalb des Körpers befindlichen Punkt M , dessen Coordinaten $x' y' z'$ sind (also die Quantität jener freien Fluida, dividirt durch ihren Abstand von M), so sind die Componenten der Wirkung dieser Körper auf M gleich den partiellen Differentialquotienten

$$X_2 = \frac{\partial V}{\partial x}, \quad Y_2 = \frac{\partial V}{\partial y}, \quad Z_2 = \frac{\partial V}{\partial z} \dots \dots \dots \text{VII)}$$

Soll in dem Körper ein stationärer magnetischer Zustand eingetreten sein, so muss die Summe aller, auf den Punkt M im Inneren desselben ausgeübter Kräfte, wie sie sich aus den Gleichungen (V, VI, VII) ergibt, gleich Null sein, d. i.:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{4 \pi \alpha (1 - k)}{3} &= 0 \\ \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial Q}{\partial y} + \frac{4 \pi \beta (1 - k)}{3} &= 0 \dots \dots \dots \text{VIII)} \\ \frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial Q}{\partial z} + \frac{4 \pi \gamma (1 - k)}{3} &= 0 \end{aligned}$$

Differenzirt man die drei Gleichungen VII) respective nach x, y und z und addirt, so ergibt sich nach der Potentialtheorie:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0;$$

ferner ist: $\frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Q}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 Q}{\partial z^2} = 4 \pi \left(\frac{\partial k \alpha}{\partial x} + \frac{\partial k \beta}{\partial y} + \frac{\partial k \gamma}{\partial z} \right)$

(vgl. Gleichung IV) und 3)], mithin die Summe der Differentiale:

$$2 \left(\frac{\partial k \alpha}{\partial x} + \frac{\partial k \beta}{\partial y} + \frac{\partial k \gamma}{\partial z} \right) + \frac{\partial \alpha}{\partial x} + \frac{\partial \beta}{\partial y} + \frac{\partial \gamma}{\partial z} = 0.$$

Ist, wie in den meisten Körpern, die magnetische Constante k durch den ganzen Körper unverändert, so folgt hieraus:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x} + \frac{\partial \beta}{\partial y} + \frac{\partial \gamma}{\partial z} = 0 \dots \dots \dots 4)$$

gleich ergibt sich bei Differentiation der obigen Gleichungen nach xyz :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial y} = \frac{\partial \beta}{\partial x}, \quad \frac{\partial \alpha}{\partial z} = \frac{\partial \gamma}{\partial x}, \quad \frac{\partial \beta}{\partial z} = \frac{\partial \gamma}{\partial y}.$$

Es sind daher α, β, γ die partiellen Differentiale einer Function der Coordinaten $\varphi(xyz)$ nach den drei Axen, welche der Gleichung:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z'^2} = 0$$

entspricht. So hat man statt der drei Gleichungen VIII) die ein-
gunde:

$$V + Q + \frac{4\pi(1-k)}{3} \varphi = 0. \dots\dots$$

In Q [Gleichung IV)] fällt dann das zweite Glied in Folge der
chung 4) fort und es reducirt sich auf:

$$\begin{aligned} Q &= k \int \left(\frac{\partial \varphi'}{\partial x'} \cos l' + \frac{\partial \varphi'}{\partial y'} \cos m' + \frac{\partial \varphi'}{\partial z'} \cos n' \right) \frac{dw'}{\rho} \\ &= k \int \frac{dw'}{\rho} \left(\frac{\partial \varphi'}{\partial r} \right) \dots\dots\dots \end{aligned}$$

wo φ' den Werth von φ bezeichnet, den man erhält, wenn man sta
die Werthe $x'y'z'$ setzt, und r der Normale des Elementes entspric

Es ist dann also die Wirkung im Ganzen der Wirkung einer S
von freiem Fluidum gleich, welche die ganze Oberfläche des Körper
deckt, und deren Dicke in der Richtung der Normale an jeder Stelle

$$k \left(\frac{\partial \varphi'}{\partial x'} \cos l' + \frac{\partial \varphi'}{\partial y'} \cos m' + \frac{\partial \varphi'}{\partial z'} \cos n' \right) = k \frac{d\varphi'}{dr}$$

ausgedrückt ist.

Hat man die Function φ aus der Gleichung IX) bestimmt, so
man die Wirkung des magnetischen Körpers auf einen ausserhalb
ben gelegenen Punkt nach den Formeln III) berechnen.

Die magnetischen Momente des Körpers nach den drei Axen
aber:

$$M = k \int \frac{\partial \varphi'}{\partial x'} dx' dy' dz'$$

$$N = k \int \frac{\partial \varphi'}{\partial y'} dx' dy' dz'$$

$$O = k \int \frac{\partial \varphi'}{\partial z'} dx' dy' dz'$$

Enthalten die Körper einen hohlen Raum, so wird man sie
Differenz zweier Körper betrachten können, deren einer den ganze
seren Raum desselben, der andere den Hohlraum erfüllt, und die
kungen X, Y, Z beider Körper von einander subtrahiren. Die
chung X) setzt sich dann aus zwei ganz ähnlichen Gliedern zusa
welche respective der inneren und äusseren Oberfläche des Körper
sprechen.

Setzt man in diesen Gleichungen $k = 1$, so geben sie auch d

ig für die Vertheilung der Elektricität in einem Körper, auf welchen aussen elektrisirte Körper vertheilend einwirken¹⁾.

ie allgemeinen Formeln lassen nur für wenige einfache Formen 347
agnete die Berechnung ihrer Momente zu. Es würde uns zu weit
, wollten wir die Ableitung der für die einzelnen, speciellen Fälle
m Formeln für die magnetische Vertheilung aus denselben durch-
. Wir begnügen uns deshalb mit der Mittheilung einiger Resultate
r Rechnungen, welche durch Versuche geprüft sind und ein grösseres
physikalisches Interesse haben.

oisson hat die obigen Formeln angewandt, um die Vertheilung
agnetismus in einer Hohlkugel zu entwickeln, welche einer
le ihre Theile in gleicher Richtung und gleich stark wirkenden
z. B. dem Erdmagnetismus, ausgesetzt ist. Die betreffenden Aus-
erhält er, indem er Polarcoordinaten einführt und φ in Kugel-
men entwickelt.

is sei die Z -Axe die Richtung der magnetisirenden Kraft (die Rich-
ter Inclinationsnadel), die Intensität derselben sei m , der äussere
nere Radius der Hohlkugel sei a und b . Ein magnetischer Punkt,
ler Pol P einer Magnetnadel, habe die Coordinaten x, y, z ; sein
id vom Mittelpunkt der Kugel O , welcher als Anfangspunkt der
naten dient, sei r . Ist dann der Winkelabstand zwischen r und
 π Inclinationsrichtung parallel durch den Kugelmittelpunkt gezo-
 Z -Axe gleich ϑ , der Winkelabstand der Projection von r auf die
tische Aequatorialebene oder XY -Ebene von der durch O zum
tischen Ostpunkt gezogenen X -Axe gleich ψ , so ist:

$$z = r \cos \vartheta, \quad x = r \sin \vartheta \cos \psi, \quad y = r \sin \vartheta \sin \psi.$$

is ergeben sich die drei Componenten:

$$X = - \frac{3m(a^3 - b^3)k(1+k)}{(1+k)a^3 - 2k^2b^3} \cdot \frac{a^3 \cos \vartheta \sin \vartheta \cos \psi}{r^3}$$

$$Y = - \frac{3m(a^3 - b^3)k(1+k)}{(1+k)a^3 - 2k^2b^3} \cdot \frac{a^3 \cos \vartheta \sin \vartheta \sin \psi}{r^3} \dots 1)$$

$$Z = - m + \frac{m(a^3 - b^3)k(1+k)}{(1+k)a^3 - 2k^2b^3} \cdot \frac{a^3(1 - 3 \cos^2 \vartheta)}{r^3}$$

ie Wirkung einer massiven Kugel auf einen äusseren Punkt ergibt
irect, wenn man in diesen Gleichungen $b = 0$ setzt. Wäre $k = 1$,
rde die Wirkung der Hohlkugel und massiven Kugel auf einen
en Punkt vollkommen gleich sein.

Die allgemeinere Theorie der Magnetisirung ist ausser von Poisson und Thom-
h von Green in seinem berühmten „Essay on the application of mathematical
to the theories of electricity and magnetism. Nottingham 1828 (auch Crelle's
Bd. XLVII, S. 218*) behandelt worden. Die Resultate stimmen im Wesent-
mit denen von Poisson überein. S. auch Beer, Pogg. Ann. Bd. XCVIII,
1856*.

Es hat keine Schwierigkeit, aus diesen Gleichungen die einer magnetischen massiven Kugel auf die Pole einer horizontalen kleinen Magnetnadel abzuleiten und ihre Ablenkung zu men. Die Tangente derselben ist bei grösseren Entfernungen Nadel von der Kugel proportional $\frac{a^3}{r^3}$ und proportional k . Sie magnetischen Meridian selbst Null, und gleich weit östlich und westlich von demselben gleich und entgegengesetzt.

Für einen Punkt im Inneren einer Hohlkugel sind X und Z Die Kraft Z ist unabhängig von der Lage des Punktes und zwis

$$Z = - \frac{m(1+k-2k^2)a^3}{(1+k)a^3 - 2k^2b^3}.$$

Eine Magnetnadel von so geringem Magnetismus, dass sie im Innern einer Hohlkugel von Eisen gebracht, deren Magnetismus ihre Einwirkung nicht ändern würde, ändert in derselben also Directionskraft, nicht aber ihre Richtung. Wäre $k=1$, so würde und dann behielte die Nadel auch ihre Directionskraft und Schwere in der Hohlkugel unverändert bei. Die Wirkung des Magnetismus der Hohlkugel auf dieselbe reducirte sich auf Null. Ihr Verhalten dann ganz analog dem einer durch Influenz elektrisirten Hohlkugel, welche auch auf einen in ihrem Inneren gelegenen elektrisirten Punkt Anziehungs- und Abstossungskräfte ausübt.

Eine Reihe von Versuchen von Barlow¹⁾, welche vor dem Namen der Untersuchungen von Poisson angestellt worden sind, über das magnetische Verhalten eiserner Kugeln Aufschluss geben.

Auf einem horizontalen Tisch von 5 Fuss Durchmesser war in der Mitte aus radiale Linien in Abständen von je 10 Grad gezogen. Der Tisch hatte in der Mitte einen Ausschnitt, durch welchen eine Kugel von 12,78 Zoll (32,46 Ctm.) Durchmesser und 288 Pfd Kilogr.) Gewicht vermittelst eines Rollensystems hinabgelassen werden konnte, so dass ihr Mittelpunkt sich in verschiedenen Höhen über und unter der Ebene des Tisches befand. Auf die auf dem Tisch gegebenen Radien wurde ein sehr empfindlicher Compass gestellt, und die Ablenkung seiner Nadel bestimmt²⁾. Bei anderen Versuchen von Christie stets das Mittel der Ablenkung von zwei Compassnadeln gemessen, die auf zwei Radien sich befanden, die um gleich viel Grade östlich oder westlich gegen den nach Norden gezogenen Radius des Tisches waren.

¹⁾ Barlow, An essay on magnetic attractions. London 1820; Gilb. Ann. B. S. 1 u. folgte. 1823*; auch Christie ibid. S. 42*. — ²⁾ Bei früheren Versuchen von Barlow stand der Compass in der Mitte des Tisches und die Kugel wurde heraufgeführt.

Aus diesen Versuchen ergab sich u. a.:

1. Fällt der Mittelpunkt der Magnetnadel in die Ebenen zweier benachbarter grösster Kreise der Kugel, so zeigt die Nadel keine Ablenkung. Diese Ebenen sind die Ebene des magnetischen Meridians und die magnetische Aequatorialebene.

Nehmen wir die Nadel so klein an, dass man die Entfernung ihrer Enden von ihrem Mittelpunkte P vernachlässigen kann, so würde im ersten Falle in den Formeln 1 des vorigen Paragraphen für diesen Mittelpunkt P der Winkel $\psi = 0$, also auch die Y -Componente $Y = 0$ sein. In diesem Falle wirkt dann der Magnetismus der Kugel nur in der Meridianebene (XZ -Ebene), und sie könnte durch diese Kraft nicht abgelenkt werden. Liegt der Mittelpunkt P in der Aequatorialebene, so ist $\psi = 90^\circ$, und es bliebe nur die der Richtung der Inclination parallele Z -Componente übrig, welche gleichfalls die Nadel nicht ablenken kann.

2. Befand sich der Mittelpunkt P der Nadel in einer bestimmten Ebene, welche durch den Mittelpunkt O der Kugel und die Z -Axe gelegt war, und liess man dabei die Verbindungslinie PO mit der durch O gelegten magnetischen Aequatorialebene verschiedene Winkel φ , die man mit dem Winkel der magnetischen Breite des Punktes P bezeichnen könnte, so wurde die Tangente des Ablenkungswinkels α der Nadel bestimmt durch die Gleichung:

$$\operatorname{tg} \alpha = \operatorname{const} \cdot \sin \varphi \cos \varphi.$$

3. Wurde die Nadel in derselben magnetischen Breite belassen, und liess man sie in verschiedene Ebenen gebracht, welche durch die der Inclinationsrichtung parallel durch den Kugelmittelpunkt gezogene Z -Axe gelegt waren und mit der auf der Meridianebene senkrechten XZ -Ebene den Winkel ψ bildeten, so entsprach die Tangente des Ablenkungswinkels der Nadel dem Cosinus von ψ .

4. In verschiedenen Abständen von dem Mittelpunkte der Kugel verhielten sich die Tangenten der Ablenkungen der Nadel unter sonst gleichen Verhältnissen umgekehrt wie die dritten Potenzen der Abstände. In verschiedenen grossen Kugeln verhielten sich dieselben wie die Cuben der Durchmesser der Kugeln, also wie ihre Massen.

Kann man nämlich die auf die Nadel in der Ebene des magnetischen Meridians wirkenden Antheile der von der Kugel ausgehenden (Y und Z) Kräfte gegen die Kraft des Erdmagnetismus vernachlässigen, so wirkt auf die Nadel in dieser Ebene nur die constante horizontale Componente des Erdmagnetismus H . Senkrecht gegen diese Ebene wirkt die gleichfalls horizontale X -Componente der Wirkung der Kugel. Wird die Nadel durch diese Componente um den Winkel α abgelenkt, so ist sie im Gleichgewicht, wenn $X = H \cdot \operatorname{tg} \alpha$ ist.

Da nun aber nach den Formeln 1 des vorigen Paragraphen der Winkel φ das Complement der magnetischen Breite φ ist, so ist auch

$H. \operatorname{tg} \alpha = X = \frac{\text{const}}{r^3} \cdot \sin \varphi \cos \varphi \cos \psi$, also bei constante dem Werthe $\sin \varphi \cos \varphi$, bei constantem φ dem Werthe $\cos \psi$, bei constantem φ und ψ dem Werthe $\frac{a^3}{r^3}$ proportional.

Diese Resultate sind selbstverständlich nur innerhalb gewisser Grenzen richtig, da wir die Länge der Nadel, ihre magnetisirende Rückung auf die Eisenkugel, so wie auch die zur horizontalen Componente des Erdmagnetismus hinzukommenden Antheile der Y - und Z -Componente ihrer Wirkung auf die Nadel nicht ganz vernachlässigen können.

5. Als endlich Barlow an Stelle der massiven Kugeln hohle Kugeln anwandte, so fand er, dass die Ablenkungen der Nadel bei gleicher Metallstärke dieselben blieben, so lange die Metalldicke der Hohlkugeln nicht $\frac{1}{20}$ Zoll betrug.

Barlow schloss hieraus, dass der Magnetismus nur auf der Oberfläche der Körper concentrirt sei. Nach den vorhergehenden Betrachtungen ist dieses Resultat indess ein Beweis, dass die magnetische Constante k sehr nahe an dem Werthe Eins liegt, mit dem sie zusammenfallen würde, wenn die Wirkung einer massiven und einer äußeren dünnen Hohlkugel völlig gleich wäre. Es lässt sich berechnen, man die Ablenkungen der Nadel der X -Componente in vorigen graphen Formel 1) proportional setzt, dass selbst wenn die Ablenkungen auf $\frac{2}{3}$ herabsinken sollten, wenn man die massive Kugel durch gleich grosse Hohlkugel ersetzt, deren Metalldicke $\frac{1}{150}$ des Radius der massiven Kugel ist, doch der Werth k nur um $\frac{1}{30}$ kleiner wäre als

349 Poisson¹⁾ hat ferner die Magnetisirung eines Ellipsoides betrachtet, wenn die magnetisirenden Kräfte auf alle Punkte desselben gleich und in gleicher Richtung, also von einem unendlich entfernten Punkte aus wirken. Eine anschaulichere Darstellung der Resultate ist von Biot in folgender Weise gegeben und von Plücker²⁾ weiter ausgeführt worden. Sind A, B, C die Halbachsen des magnetischen Ellipsoides construirt man ein Hülfsellipsoid, dessen Halbachsen $\frac{1}{a}, \frac{1}{b}$ und $\frac{1}{c}$ mit denen von E zusammenfallen, deren Länge durch die Gleichungen

$$\frac{1}{a^2} = 2\pi(1-k) + \frac{2k}{A^2} \int_0^\pi \int_0^\pi d\vartheta dv \frac{\frac{\sin^2 \vartheta}{Q^2} - \frac{\cos^2 \vartheta}{A^2}}{\left(\frac{\sin^2 \vartheta}{Q^2} + \frac{\cos^2 \vartheta}{A^2}\right)^2} \sin \vartheta$$

1) Poisson, Théorie l. c. p. 333*. — 2) Beer, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 1855*. — 3) Plücker, Phil. Trans. 1858. Vol. II, 555*. Auch namentlich Lipschitz, Determinatio status magnetici viribus inducentibus commoti in ellipsoide; Dissert. Berlin 1853*. vgl. auch Lipschitz, Journ. für reine und angewandte Math. Bd. LVIII, S. 1. 1859*.

$$= \frac{\cos^2 v}{B^2} + \frac{\sin^2 v}{C^2}$$

sind. Die Werthe $\frac{1}{b^2}$ und $\frac{1}{c^2}$ erhält man durch Vertauschung mit B und C .

sei r der Radiusvector des Hülfsellipsoides in der Richtung der ungslinie OZ seines Mittelpunktes O mit dem Punkte Z . Derselbe die Oberfläche des Ellipsoides in den Punkten M und M_1 . Man M und M_1 an das Ellipsoid Tangentialebenen und fällt von dem unkte Lothe OP , OP_1 auf dieselben, deren Länge gleich p sei. Winkel zwischen p und r sei gleich ξ . Man denke sich nun das

ipsoid auf der Linie OZ um die Länge $\pm \frac{1}{rp}$ verschoben, und be-

es in diesen Lagen mit E_1 und E_2 . Denkt man sich dann das E_1 mit dem dem Magnetismus von Z entgegengesetzten magn Fluidum, E_2 mit dem demselben gleichartigen Fluidum in gleicher zeit erfüllt, so bleiben auf den zwischen E_1 und E_2 liegenden

Schichten übrig, welche resp. mit nördlichem und südlichem erfüllt sind. Diese Schichten stellen dann die Wirkung des Mag- des Ellipsoides E dar. — Würde man in den Formeln $k = 1$ so würden dieselben auch für die elektrische Vertheilung gelten.

1 Punkt Z auf das Ellipsoid ausgeübte, in der Ebene OPM wirt- Drehungsmoment, welches dasselbe um eine auf OPM senkrechte 2 dreht, ist

$$\frac{2 \varphi \sin \xi}{pr} = \frac{2 \varphi \operatorname{tg} \xi}{r} \dots \dots \dots 2)$$

ie vom Punkte Z auf die mit magnetischen Fluidis erfüllten Ellip- E_1 und E_2 ausgeübte Anziehungs- und Abstossungswirkung be- . Die Linien OR und OM sind conjugirte Axen des Ellipsoides. e Linie OMZ in der Horizontalebene und kann sich das Ellipsoid die verticale Axe drehen, so ist das Drehungsmoment

$$\frac{2 \varphi \operatorname{tg} \xi^1}{r^2} \dots \dots \dots 3)$$

er von OM und der Projection von OP auf die Horizontalebene e Winkel ist. Das Ellipsoid ist im Gleichgewicht, wenn $\operatorname{tg} \xi^1 = 0$ wenn eine der beiden Axen des durch den Mittelpunkt des Ellip- gelegten, in der Horizontalebene liegenden elliptischen Durchschnit- Hülfsellipsoides mit der Richtung OZ zusammenfällt. Bei mag- n Substanzen wird das Gleichgewicht stabil sein, wenn diese Axe ere ist. (Bei diamagnetischen wäre es die kürzere).

der horizontale Durchschnitt des Hülfsellipsoides einer seiner Kreisschnitte, so ist dasselbe in allen Lagen im Gleichgewichte. an dann die auf diesen Kreisschnitten senkrechten Durchmesser des

Hülfellipsoides mit dem Namen der magnetischen Axen des Ellipsoides bezeichnen; der Winkel zwischen denselben sei 2ω .

Die Ausdrücke für die Lage der magnetischen Axen sind analog den für die Lage der optischen Axen in den Krystallen abzuleitenden Formeln.

Hängt man das Ellipsoid E so auf, dass eine seiner drei Hauptaxen A, B, C sich in verticaler Lage befindet, während die magnetisirende Kraft in horizontaler Richtung wirkt, und bezeichnet die Zeiten der Schwingung des Ellipsoides resp. mit $\vartheta_a, \vartheta_b, \vartheta_c$, so sind diese durch Gleichung verknüpft:

$$\frac{A^2 + B^2}{\vartheta_c^2} + \frac{B^2 + C^2}{\vartheta_b^2} - \frac{A^2 + C^2}{\vartheta_a^2} = 0 \dots\dots\dots$$

und

$$\frac{\vartheta_b^2}{\vartheta_c^2} = \frac{A^2 + C^2}{A^2 + B^2} \cos^2 \omega, \quad \frac{\vartheta_b^2}{\vartheta_a^2} = \frac{A^2 + C^2}{B^2 + C^2} \sin^2 \omega,$$

$$\frac{\vartheta_c^2}{\vartheta_a^2} = \frac{A^2 + B^2}{B^2 + C^2} \operatorname{tg}^2 \omega \dots\dots\dots$$

Schwingt das Ellipsoid um eine verticale Axe, welche mit den magnetischen Axen die Winkel ψ und ψ^1 bildet, in Bezug auf welche Trägheitsmoment K ist, während dasselbe in Bezug auf die mittlere Axe B gleich K_b ist, so ergibt sich die Schwingungsdauer ϑ aus der Gleichung:

$$\frac{\vartheta_b^2}{\vartheta^2} = \frac{K_b^2}{K^2} \sin \psi \sin \psi^1.$$

Die experimentelle Prüfung dieser Formeln hat Plücker mit ungleichaxigen Ellipsoiden von weichem Eisen vorgenommen, deren Axen $A : B : C$ im Verhältniss von $\sqrt{400} : \sqrt{160} : \sqrt{100}$ standen, so dass ihre Kreisschnitte auf einander senkrecht waren. Der längste Durchmesser des grösseren Ellipsoides betrug 3,16 Zoll, der des kleineren halb so gross. Die Ellipsoide waren in einen in Grade getheilten Messingring gefasst, in dessen Ebene die längste und kürzeste Axe $2A$ und $2C$ fielen. Die Ellipsoide wurden vermittelst des Ringes zwischen den Polflächen eines grossen Elektromagnetes aufgehängt, deren Durchmesser 4 Zoll, deren Abstand 10,24 Zoll betrug, und zwar zur Controle wechselnd so, dass die Aufhängungspunkte des Ringes einmal rechts und dann links von dem einen und von dem anderen Endpunkt der grossen Axe sich befanden.

Es wurde untersucht, wenn der Ring mit dem Ellipsoid an dem Ende der grossen Axe desselben oder an anderen, um verschiedene Winkel zahlen Grade von demselben abstehenden Punkten aufgehängt wurde, bis zu welchem Grade des Ringes die mittlere und von welchem Punkte ab die grosse Axe des Ellipsoides sich in die Verbindungslinie der Pole stellte. Es ergab sich daraus der Grenzwinkel, bei dem die Einstell-

chselte, etwa gleich 29° . Bei diesem selbst würde das Ellipsoid in differenterem Gleichgewicht sein, also einer der Kreisschnitte des Halbellipsoides in der horizontalen Schwingungsebene sich befinden. Der Winkel zwischen den magnetischen Axen betrüge mithin etwa $2 \times 29 = 58^\circ$. — Wurde das kleinere Ellipsoid ohne den Messingring für sich aufgehängt, dass die eine der drei Axen A, B, C vertical war, so begibt sich das Quadrat der Schwingungszeiten:

$$\vartheta_a^2 = 88,51, \vartheta_b^2 = 130,19, \vartheta_c^2 = 178,22,$$

aus sich beim Einsetzen in die Gleichung 4) ergeben würde

$$4,301 + 1,459 - 5,649 = 0.$$

Die Summe beträgt aber 0,111. Die Gleichung ist also sehr nahe erfüllt. Aus Gleichung 5) würde sich der Winkel $\omega = 30^\circ 13'$ ergeben, während er vorher zu 29° gefunden war.

Aehnlich wie Plücker hat Dronke¹⁾ den Magnetismus zweier uniaxialer Ellipsoide von Eisen und Nickel bestimmt, deren Halbaxen A, B, C 22,7686^{mm} und 18^{mm} betragen, so dass sich wiederum $A^2 : B^2 : C^2$ wie 400 : 160 : 100 verhielten. Dieselben waren an dem Silberfaden einer Drehwage zwischen zwei horizontalen Elektromagneten (zweien mit je 522 Windungen Kupferdrath umgebenen, central in einem Abstand von 1475^{mm} von einander hingelegten Eisenkernen von 540^{mm} Länge und 100^{mm} Dicke, deren einander zugekehrte Enden abgerundet waren) so aufgehängt, dass die eine der drei Hauptaxen vertical hing, und die grössere horizontale Hauptaxe mit der magnetischen Axe zusammenfiel. Bei der bedeutenden Entfernung der Magnete kann man das Magnetfeld, in dem sie sich befanden, als gleichartig ansehen. Es wurde die Schwingungsdauer der Ellipsoide bestimmt, indem man ihre Durchgänge durch die Gleichgewichtslage durch ein Fernrohr beobachtete und gleichzeitig die Zeit an einem Chronometer ablas. Die Versuche wurden jedesmal bei zwei, um 180° gegen einander geeigneten Lagen der Ellipsoide angestellt. Die Oscillationsdauern betragen, nachdem die grössere, mittlere oder kleinste Axe vertical hing, bei dem Ellipsoid von

	ϑ_a	ϑ_b	ϑ_c
Eisen . . .	12,437 ^{sec}	8,105	9,615
Nickel . . .	12,125	8,5	10,312.

Die Gleichung 4)

$$\frac{A^2 + B^2}{\vartheta_a^2} + \frac{B^2 + C^2}{\vartheta_b^2} - \frac{A^2 + C^2}{\vartheta_c^2} = 0$$

wird so weit erfüllt, dass die Summe der ersten beiden Glieder in derselben resp. 7,612 und 6,920, das dritte Glied 7,726 und 7,030, also die

¹⁾ Dronke, Pogg. Ann. Bd. CXVII, S. 437. 1862*.

Differenz nur 0,114 und 0,110 betrug. Der Winkel ω zwischen magnetischen Axen ergab sich im Mittel

bei dem Ellipsoid von Eisen . . . 28°5'
 " " " " Nickel . . . 29°58'.

Bei directer Bestimmung der Lage der Axen nach der Methode Plücker ergab sich dieser Winkel beim Eisenellipsoid etwa 28°, beim Nickellipsoid nahe 30°. Wäre die Inductionsconstante des Eisens und Nickels $k = 1$, so würde $\omega = 27°30'$ sein. In Folge der Abweichung ergibt sich für Eisen $k = 0,9945$, für Nickel $k = 0,9741$; indess werden die kleine Beobachtungsfehler diese Zahlen wesentlich abändern.

Es ist hiernach durch diese Versuche die Theorie von Poisson stätigt.

351 Von besonderem experimentellem Interesse ist die Bestimmung magnetischen Momente eines Rotationsellipsoides durch eine constante, in der Richtung seiner Rotationsaxe wirkende magnetisirende Kraft, z. B. durch den Erdmagnetismus H oder durch eine weite und lange Spirale, in deren Mitte das Ellipsoid eingelegt wird.

Für diesen Fall hat Neumann¹⁾ die folgenden Formeln mit elliptischen Coordinaten entwickelt.

Es sei die Axe des grössten Kreisschnittes des Ellipsoides = r
 die Rotationsaxe = $\sqrt{r^2 - \lambda^2}$
 wo λ imaginär ist, wenn das Ellipsoid nach der Rotationsaxe vergrößert ist;

das Volumen des Ellipsoides = v
 die Winkel zwischen den Coordinatenaxen, von denen die

Z -axe mit der Rotationsaxe zusammenfällt, und der

Richtung der magnetisirenden Kraft = l, n, p

endlich sei $\sqrt{1 - \left(\frac{r}{\lambda}\right)^2}$ = σ ;

dann sind die Momente des Ellipsoides nach den drei Axen:

$$L = \frac{k v H \cos l}{1 + k A}, \quad N = \frac{k v H \cos n}{1 + k A}, \quad P = \frac{k v H \cos p}{1 + k C}$$

wo

$$A = -2\pi\sigma(\sigma^2 - 1) \left\{ \frac{1}{2} \log \frac{\sigma + 1}{\sigma - 1} - \frac{\sigma}{\sigma - 1} \right\}$$

$$C = +4\pi\sigma(\sigma^2 - 1) \left\{ \frac{1}{2} \log \frac{\sigma + 1}{\sigma - 1} - \frac{1}{\sigma} \right\}$$

Fällt die Richtung der magnetisirenden Kraft mit der der Rotationsaxe zusammen, so sind die Momente

¹⁾ Neumann, Journal für reine und angewandte Mathematik Bd. XXXVII, S. u. folgte. 1848*. — Vgl. auch W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Thl. III, S. 554*.

des Ellipsoides zusammen, so wird $L = 0$, $N = 0$, und es bleibt das magnetische Moment des Ellipsoides nach seiner Rotationsaxe

$$M = \frac{k v H}{1 + k C} \dots \dots \dots 4)$$

Nun ist mit Vernachlässigung der höheren Potenzen von $1/\sigma$

$$\log \frac{\sigma + 1}{\sigma - 1} = 2 \left\{ \frac{1}{\sigma} + \frac{1}{3} \frac{1}{\sigma^3} \right\}, \text{ daher}$$

$$C = \frac{4}{3} \pi \frac{\sigma^2 - 1}{\sigma^2}.$$

Ist die Rotationsaxe des Ellipsoides gleich a , so ist

$$a^2 = r^2 - \lambda^2, \text{ also } \sigma^2 = \frac{a^2}{a^2 - r^2} \text{ und } \frac{\sigma^2 - 1}{\sigma^2} = \frac{r^2}{a^2}, \text{ daher}$$

$$C = \frac{4}{3} \pi \frac{r^2}{a^2}.$$

Das Volumen des Ellipsoides ist

$$v = \frac{4}{3} a r^2 \pi.$$

Beim Einsetzen in Gl. 4) erhält man

$$M = \frac{4}{3} k \pi H \cdot \frac{a r^2}{1 + \frac{4}{3} k \pi \frac{r^2}{a^2}}.$$

Ist das Ellipsoid sehr flach, so wird $C = 4 \pi$, also

$$M_0 = \frac{k v H}{1 + 4 \pi k} \dots \dots \dots 5)$$

Für eine Kugel ist $C = \frac{4}{3} \pi$, also

$$M_k = \frac{k v H}{1 + \frac{4}{3} \pi k} \dots \dots \dots 6)$$

Für ein sehr lang gestrecktes Ellipsoid endlich ist $C = 0$

$$M_l = k v H \dots \dots \dots 7)$$

Je länger das Ellipsoid bei gleichem Volumen gestreckt wird, desto kleiner wird das magnetische Moment bei gleich bleibender magnetisierender Kraft H .

Für ein sehr gestrecktes Ellipsoid, als welches man annähernd einen geraden magnetisirten Stab von gleicher Länge und gleichem Volumen bezeichnen kann, wird mit Aenderung der Länge bei gleich bleibendem Querschnitt das Moment der Länge proportional wachsen, und bei gleicher Länge ebenso proportional dem Querschnitt, d. i. dem Quadrate des Radius zunehmen.

Der Abstand $2L$ der Pole eines gleichförmig magnetisirten Rotationsellipsoides, in dem die Richtung der Hauptaxe a mit der Richtung der Magnetisirung zusammenfällt, ist, wenn r die zweite Axe ist, durch die Gleichung

$$L^2 = \frac{3}{5}(a^2 - r^2)^{1/2}.$$

Liegt ein Rotationsellipsoid in einer Magnetisirungsspirale, die Axen beider zusammenfallen, und ist der Abstand des Mittelpunktes des Ellipsoides von beiden Grundflächen derselben gleich γ_1 und γ_2 , so ergibt sich das Moment des Ellipsoides nach Neumann:

$$H = \frac{-\frac{4}{\sqrt{2}} \pi^2 k i n \sigma (\sigma^2 - 1)}{1 + 4 \pi k \sigma \left(\frac{1}{\sigma} - \frac{1}{2} \log \frac{\sigma + 1}{\sigma - 1} \right)} \times$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma_2 \left[(\sigma_2^2 - 1) \left(\lambda^2 + \frac{\gamma_2^2}{\sigma_2^2} \right) \left(\frac{1}{\sigma_2} - \frac{1}{2} \log \frac{\sigma_2 + 1}{\sigma_2 - 1} \right) + \frac{1}{\sigma_2} \left(\lambda^2 + \frac{\gamma_2^2}{\sigma_2^2} \right) \right] \\ - \gamma_1 \left[(\sigma_1^2 - 1) \left(\lambda^2 + \frac{\gamma_1^2}{\sigma_1^2} \right) \left(\frac{1}{\sigma_1} - \frac{1}{2} \log \frac{\sigma_1 + 1}{\sigma_1 - 1} \right) + \frac{1}{\sigma_1} \left(\lambda^2 + \frac{\gamma_1^2}{\sigma_1^2} \right) \right] \end{array} \right.$$

wo i die Intensität des Stromes in der Spirale, n die Anzahl ihrer Windungen, σ , λ , k die oben erwähnten Constanten sind; die Werthe σ_1 , σ_2 sind die Wurzeln der Gleichung

$$\frac{R^2}{1 - \sigma^2} - \frac{\gamma^2}{\sigma^2} = \lambda^2$$

ergeben, in der R den Radius der Grundflächen der Spirale bezeichnet. Diese Formeln gelten sowohl, wenn das Ellipsoid ganz in der Spirale liegt, als wenn es theilweise oder ganz ausserhalb derselben sich befindet.

352 Aus der Bestimmung der magnetischen Momente gleichgroßer Ellipsoide aus verschiedenem Stoff unter Einwirkung derselben magnetisirenden Kraft lässt sich der Werth der magnetischen Inductionscoefficienten k ableiten, welche wir als das durch die magnetisirende Kraft einer (parallelepipedischen) Volumeinheit inducirte magnetische Moment M_1 bezeichneten (§. 338). Nehmen wir ein unendlich gestrecktes Ellipsoid, dessen Moment $M_1 = k r H$ ist (§. 351), setzen seine Masse $v = 1$, die magnetisirende Kraft $H = 1$, so wird das Moment $P_1 = k$.

Die Constante k entspräche also dem Moment eines unendlich gestreckten Ellipsoides von dem Volumen Eins, welches der magnetisirenden Kraft Eins unterworfen ist.

Dass dieselbe Constante auch aus der Wirkung einer hohle massiven Kugel auf eine Magnethöhle sich ergeben würde, folgt aus §. 347.

1) Riecke, Nachr. d. k. Göttinger Gesellsch. 1872, 22. Mai. Nro. 12.*

igen die §. 297 u. flgde. beschriebenen Versuche. Dann
 ir k eine Function der magnetisirenden Kraft setzen. Die
 keit derselben ist indess bisher so unvollständig aufge-
 ich je nach dem Material der magnetisirten Körper so ver-
 sich für dieselbe noch keine allgemeinen Gesetze aufstellen

gründelung der Theorie der drehbaren Molekularmagnete 351
 ach W. Weber mit Hinzunahme der §. 326 angeführten
 wobei freilich die elastische Nachwirkung oder Reibung der
 inander bei ihrer Drehung vernachlässigt wird, in folgender
 enderung der Magnetisirbarkeit mit wachsender magnetisi-
 bei Ellipsoiden ableiten.

Rotationsellipsoid z. B., auf welches in der Richtung seiner
 die magnetisirende Kraft X gleichförmig wirkt, ergibt sich
 das Moment in Bezug auf jene Axe:

$$M = \frac{kvX}{1 + kC},$$

lumen des Ellipsoides, C eine von seiner Gestalt abhängige

nen wir das durch die magnetisirende Kraft Eins in der
 zeit erzeugte magnetische Moment mit K , die Dichtigkeit
 it s , so ist $k = sK$; dann wird das Moment

$$M = \frac{KsvX}{1 + sKC}.$$

(Nachr. der k. Göttinger Gesellsch. d. Wissensch. 1872, 13. Nov.*) hat
 n k die Magnetisirungsfuction p , d. h. das Moment einer Kugel vom
 unter Einfluss einer gleichmässig wirkenden magnetisirenden Kraft Eins
 geschlagen. Dann ist nach §. 351

$$p = \frac{k}{1 + \frac{4}{3}\pi k}.$$

ergrösserung von k den Zähler und Nenner von p vergrössert, treten
 der Magnetisirbarkeit in der Function p weniger hervor, als in der Func-
 orzug von p ist darin wohl kaum zu erkennen.

Ist die Masse des Ellipsoides $sv = 1$, so ist das Moment d

$$M_m = \frac{KX}{1 + sKC}$$

Setzt man in diese Formel den §. 326 erhaltenen Werth $mn \left(1 - \frac{1}{3} \frac{D^2}{X^2}\right)$, wenn $X > D$ ist, wo m das Moment jedes Magnetes, n die Zahl der Molekularmagnete (nicht, wie in §. Raumelement, sondern hier) im Massenelement, D die die abg Molekularmagnete rücktreibende Kraft der Molekularkräfte für den Winkel Eins ist, so ist

$$M_m = \frac{M_0}{1 + sC \cdot \frac{M_0}{X}}$$

Für ein sehr gestrecktes Ellipsoid wird der Nenner gleich Eins (§ also

$$M_m = M_0 = mn \left(1 - \frac{1}{3} \frac{D^2}{X^2}\right).$$

Für $X = \infty$ wird $M_m = mn$. Dieser Werth ist das M des in der Masseneinheit erregbaren magnetischen Momentes.

Obige Formel hat W. Weber¹⁾ geprüft, indem er einen F von 3,6^{mm} Dicke, 100,2^{mm} Länge und 8190^{mg} Gewicht in ein selbst eng umschliessende, so lange Spirale einlegte, dass auf der ganzen Länge des Stabes die Scheidungskraft constant blieb. (Auf dem Querschnitt war dies nicht genau der Fall.) Vor die Spirale wurde ein Magnetometer gestellt, und die Enden des Spiraldrahtes noch in zwei entgegengesetzten, in umgekehrter Richtung gebogenen Windungen um die Mitte der Spirale gelegt, so dass der Strom in ihnen die Wirkung der Spirale auf den Magnet des Magnetometers compensirte. Die Ablenkungen des Magnetes rühren dann nur von dem Magnetismus des Eisenkernes her. Dieselben lassen das Moment des Kernes leicht in absolutem Maasse berechnen. Das Moment wurde durch das Gewicht des Eisenstabes, dessen Länge man dividirt, um das Moment einer Masseneinheit von gleicher Länge wie der Stab zu erhalten. Dieses Moment ist in folgender Tabelle mit M_m bezeichnet. Die Intensität I des durch die Spirale geleiteten Stromes wurde durch eine Tangentenbussole nach elektromagnetischem Maasse gemessen. Die auf die Mitte des Eisenstabes ausgeübte elektromagnetische Scheidungskraft ergiebt sich nach den Formeln des §. 162 in absolutem Maasse, wenn die Zahl und Weite der Windungen und die Länge der Spirale bekannt ist. Die für verschiedene Werthe von X beobachteten Momente M_m sind in folgender Tabelle mit den nach obiger Formel berechneten verglichen. Wir haben dabei die freilich nicht ganz genügenden

¹⁾ W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Bd. III, S. 570⁹.

gemacht, dass die Längendimension des Eisenstabes gegen seine Querschnittsdimensionen sehr gross ist, so dass wir ihn als ein sehr gestrecktes Stabmagneten betrachten können, wodurch sich zum Theil die Abweichungen zwischen den berechneten und beobachteten Resultaten erklären können. In dem Ausdruck für $M_m = mn \left(1 - \frac{1}{3} \frac{D^2}{X^2}\right)$ ergeben sich dabei die für die Eisenart des untersuchten Stabes charakteristischen Constanten:

$$mn = 1808 \qquad D = 803,8.$$

X	M_m beobachtet	M_m berechnet
658,9	911,1	911,1
1381,5	1424,0	1595
1792,0	1547,9	1686,9
2151,0	1627,3	1721
2432,8	1680,7	1744
2757,0	1722,7	1757
3090,6	1767,3	1767,3
3186,0	1787,7	1769
2645,6	1707,9	1742,4
2232,1	1654,0	1730
1918,7	1584,1	1702,2
1551,2	1488,9	1646
1133,1	1327,9	1404,4
670,3	952,0	942,6

Das Maximum des magnetischen Momentes in der Masseneinheit bei $X = 1808$ absolute Einheiten (vgl. §. 302). Diese Versuche sind indess nur für stärkere magnetisirende Kräfte, bei welchen nicht ein Ansteigen des Verhältnisses zwischen den Momenten und magnetisirenden Kräften stattfindet.

Aus diesen Beobachtungen ergibt sich nach Kirchhoff¹⁾ die Magnetisirungsfunktion k folgendermassen:

Die in absolutem Maass gemessene magnetisirende Kraft sei X .

X	k	X	k
296	25,0	1512	8,4
612	16,9	1773	7,4
967	12,0	2080	6,4
1297	9,5	2484	5,6

Aus den Beobachtungen von Q. Icilius (§. 313) an den gestreck-

¹⁾ Kirchhoff, Journ. f. reine u. angewandte Math. Bd. XLVIII, S. 370. 1854.

testen Ellipsoiden, deren Länge l und Aequatorialdurchmesser d I. 199, $d = 1,97$. II. $l = 350$, $d = 2,12$ beträgt, berechnet Stolet

I.

X	k	X	k
2,4	30,5	45,6	120,4
12,0	72,5	53,3	110,9
24,1	113,4	98,4	89,3
33,9	118,7	300,7	39,7

II.

X	k	X	k
5,2	20,1	455	23,8
14,3	28,4	749	14,9
34,4	83,4	1722	7,11
49,2	107,5	2449	5,37
116,5	76,8	3464	3,73
240,0	41,9	4541	2,86

Es nimmt also die Magnetisirungsfuction k mit wachsenden X der magnetisirenden Kraft erst zu, dann ab. Es stimmt dies mit früheren Beobachtungen von mir, Lenz und Dub (§. 312 u. f.) nach denen das Moment der elektromagnetisirten Körper bei wachsenden magnetisirenden Kräften erst schneller zunimmt, als dies sich dann erst einem Maximum nähert.

355 Ganz ähnliche Resultate hat ebenfalls Oberbeck²⁾ erhalten, dem er 6 verschiedene Eisen- und einen harten Stahldrath von 0,9 bis 1,12^{mm} Durchmesser und 98 bis 221^{mm} Länge, von denen der eine die Form eines Ellipsoides erhalten hatte, in einer Magnetisirungsspirale von 24^{mm} Durchmesser und 260^{mm} Länge in derselben Lage magnetisirte und ihr Moment durch die Ablenkung in einem davorgestellten Magnetspiegels bestimmte. Die auf die einzelnen Theile der Dräthe wirkenden Kräfte waren nur im Verhältnisse 1,92 : 2 verschieden. Die Stäbe konnten als sehr gestreckte Ellipsoide angesehen werden, so dass aus ihren Momenten nach der Formel (4) annähernd (7) (§. 351) die Magnetisirungsfuction k berechnet werden konnte und im letzteren Falle die äussere magnetisirende Kraft X gegen die auf die isolirte Volumeinheit wirkende directe Kraft μ anzusehen ist. Der Werth derselben stieg mit wachsender magnetisirender Kraft zuerst und fiel sodann, und zwar trat das Maximum bei gleichen äusseren Kräften um so schneller ein, je gestre-

¹⁾ Stoletow, Pogg. Ann. Bd. CXLVI, S. 489. 1872*. — ²⁾ Oberbeck, Ann. Bd. CXXXV, S. 74. 1868*.

die Ellipsoide waren; da hierbei auch die auf die einzelnen Punkte derselben wirkenden Kräfte in Folge der Wechselwirkung ihrer Theilchen grösser werden.

Der Werth von k war z. B. als Mittel von allen Beobachtungen erst für die auf das betreffende Molekül magnetisirenden Kräfte u , z. B.

71,2	74,4	78,4	103,6	139,0	200,7	318,7	518,9	676,9
58	60,56	56,20	46,91	38,20	28,73	17	11,7	9,81

Die Werthe u sind auf die horizontale Componente des Erdmagnetismus als Einheit bezogen.

Auch eine Reihe von Versuchen von Riecke¹⁾ über das Moment an Rotationsellipsoiden stimmt mit diesen Resultaten.

Sieben Rotationsellipsoide von verschiedenem Volumen v und veränderlichem Verhältniss a der Rotationsaxe zur Axe des Aequators wurden in einer Inductionsspirale mit horizontaler Axe in einer durch den magnetischen Meridian gelegten Verticalebene in Rotation versetzt und die Inductionsströme gemessen, welche den magnetischen Momenten entsprechen, die in ihnen durch die verticale Componente des Erdmagnetismus erzeugt werden. Unter M sind die, der Einheit der magnetisirenden Kraft entsprechenden Momente, unter k die Werthe der Magnetisierungsconstante angegeben:

a	v	M	k
3,98	97700	95000	13,5
4,93	126900	162200	14,6
5,93	146900	241100	17,5
6,94	174600	353500	18,4
8,86	44100	125000	21,6
10,79	82900	297400	19,2
12,04	55200	239600	25,4

Mit Ausnahme der vorletzten Beobachtung wächst also die Magnetisierungsfunction k mit steigendem Axenverhältniss a . Da hierbei die auf jedes Molekül wirkende magnetisirende Kraft bei gleichbleibender Erregerkraft wächst, die Kräfte aber überhaupt nur klein sind, so stimmt die Erscheinung mit den oben erwähnten Beobachtungen.

¹⁾ Riecke, Pogg. Ann. Bd. CXXI, S. 453. 1870*. Göttinger Nachr. 1870. Aug.

b. Moment von Körpern von verschiedener Gestalt, nämlich von verschieden langen und dicken Stäben.

I. Allgemeines.

356 Für Körper von weniger einfacher Gestalt, als der kugelförmigen und ellipsoidischen ist die Berechnung der Momente aus den allgemeinen Principien nur in einzelnen Fällen, z. B. für einen dünnen, sehr langen Stab, annähernd möglich. In anderen Fällen muss man zu einer näheren Methode der Betrachtung seine Zuflucht nehmen.

Für einen dünnen und sehr langen Stab vom Radius r und Länge 2λ , der an jeder Stelle einer gleichen magnetisirenden Kraft unterworfen ist, berechnet zunächst Green¹⁾ aus der allgemeinen Theorie den freien Magnetismus, welcher an jeder, um die Länge x von der entferntesten Stelle der Oberfläche des Stabes von der Länge dx häuft ist:

$$m = \frac{3gf\beta r^2}{4(1-g)} \frac{e^{\beta x} - e^{-\beta x}}{e^{\beta\lambda} + e^{-\beta\lambda}} dx.$$

In dieser Formel ist g die von dem Stoff des Stabes abhängige magnetische Constante, β gleichfalls eine Constante. Setzt man

$$\frac{3gf\beta r^2}{4(1-g)(e^{\beta\lambda} + e^{-\beta\lambda})} = b \text{ und } \beta = -\log \mu,$$

so erhält man an Stelle dieser Formel die andere:

$$m = b(\mu^{-x} - \mu^{+x}) dx.$$

Durch Integration ergibt sich bei Einführung neuer Constanten a und b das Moment der einzelnen Elemente

$$M = a - b(\mu^x + \mu^{-x}).$$

357 Diese Formel hatte auch Biot²⁾ früher durch eine, freilich ganz strenge Betrachtung in folgender Weise abgeleitet. — Es sei an beiden Enden eines Magnetstabes NS von der Länge $2l$ angeregter freier Magnetismus $\pm A_1$, die Zahl der magnetischen Elemente, auf der Länge $2l$ des Stabes verbreitet sind, $2n$.

Zwischen einem um die Länge ξ von N entfernten Punkte C liegen $\frac{\xi n}{l}$, zwischen C und S aber $\frac{(2l - \xi)n}{l}$ Elemente. Nimm an, dass der freie Magnetismus sich je von Element zu Element den ganzen Stab in dem gleichen Verhältniss von 1 zu μ , ändert, so ist er in C in Folge der von beiden Polen ausgehenden Vertheilung

¹⁾ Green, l. c. — ²⁾ Biot, Traité de Physique T. III, p. 76. 1816.

$$m = A_1 \left(\mu_0 \frac{\xi^n}{l} - \mu_0 \frac{(2l - \xi)^n}{l} \right).$$

Wir wollen in dieser Formel den Werth $\mu_0 \frac{\xi^n}{l} = \mu$ setzen. Bezeichnen wir den Abstand der einzelnen Punkte des Stabes von seiner Mitte mit x , so wird $\xi = l - x$, $2l - \xi = l + x$. Wird noch $-A_1 \mu_0 l = A$ gesetzt, so ist wiederum

$$m = A (\mu^x - \mu^{-x}).$$

Aus dieser Formel ergibt sich nach Green das magnetische Moment des Stabes zu

$$m = \frac{3 g f a^2}{2 \beta (1 - g)} \left\{ \beta \lambda - \frac{1 - e^{-2\beta \lambda}}{1 + e^{-2\beta \lambda}} \right\} = P \left\{ \beta \lambda - \frac{1 - e^{-2\beta \lambda}}{1 + e^{-2\beta \lambda}} \right\}^1).$$

Nach Beer²⁾ würde eine analoge Formel auch für einen solchen Stab gelten, wenn er nur auf seiner ganzen Länge mit einer Magnetisierungs Spirale umgeben wäre, wobei indess wiederum angenommen wird, dass die Scheidungskraft an allen Stellen seiner Querschnitte constant ist, wenn der Stab im Verhältniss zum Durchmesser der Spirale sehr dünn ist.

Auf eine der Biot'schen Betrachtung sich in gewisser Beziehung schliessende Art hat Lamont³⁾ die Vertheilung der magnetischen Momente in den Körpern betrachtet.

Während Poisson, Green und Thomson annehmen, dass die freien Magnetismen in einem Körper alle nach dem Gesetz des umgekehrten Quadrates der Entfernung vertheilend und anziehend oder abstossend wirken, nimmt Lamont an, dass die freien Magnetismen der einander berührenden Moleküle in sehr viel stärkerem Verhältniss auf einander wirken, so dass gegen diese Wirkung die Fernwirkung zurücktritt.

Betrachten wir zuerst eine lineare, geradlinige Molekülreihe. Die Momente der Moleküle derselben setzen sich zusammen aus dem durch die ursprüngliche magnetisirende Kraft erregten Moment und dem durch die Wechselwirkung der Moleküle auf einander erregten Moment. Wir nehmen an, dass nur die unmittelbar einander berührenden Pole zweier Moleküle auf die benachbarten Moleküle magnetisirend einwirken, und die freien Magnetismen der Moleküle nur an den Enden der magnetischen Pole derselben angehäuft seien. Wirken zunächst nur zwei benachbarte Moleküle A und B aufeinander, an deren Polen in Folge der directen Magnetisirung durch äussere Kräfte der freie Magnetismus μ_1 und μ_2 aufgehäuft ist, so wird der Magnetismus μ_1 in dem Molekül B eine Vertheilung der Mag-

¹⁾ S. auch Kirchhoff, Crelles Journ. Bd. XLVIII, S. 348. 1854*. Ueber den Magnetismus unbegrenzter Cylinder von weichem Eisen. Ferner Maxwell, on the electro-magnetic field. Phil. Transact. 1865. — ²⁾ Beer, Elektrostatik. Braunschweig 1865, S. 195 u. f.* — ³⁾ Lamont, Jahresber. d. Münchener Sternwarte 1854*. Magnetismus S. 181. 1867*.

netismen $\pm \alpha \mu_1$, der Magnetismus μ_2 in A die Magnetismen $\pm \alpha \mu_2$ hervorrufen. $\alpha \mu_1$ inducirt in A wiederum den Magnetismus $\alpha^2 \mu_1$ und $\alpha \mu_2$ in B den Magnetismus $\alpha^2 \mu_2$. So erhalten zuletzt die Moleküle A und B folgende Magnetismen:

$$m_1 = \mu_1 + \alpha \mu_2 + \alpha^2 \mu_1 + \alpha^3 \mu_2 + \alpha^4 \mu_1 + \dots = \frac{\mu_1 + \alpha \mu_2}{1 - \alpha^2}$$

$$m_2 = \mu_2 + \alpha \mu_1 + \alpha^2 \mu_2 + \alpha^3 \mu_1 + \alpha^4 \mu_2 + \dots = \frac{\mu_2 + \alpha \mu_1}{1 - \alpha^2}$$

Sind die durch äussere Kräfte hervorgerufenen Magnetismen bei Moleküle einander gleich, also $\mu_1 = \mu_2$, so ist

$$m_1 = m_2 = \frac{\mu}{1 - \alpha}$$

Ist der Abstand der Pole jedes Moleküls ϵ , so ist das Moment derselben $M_1 = \mu \epsilon$, und das Moment beider zusammengelegter Moleküle

$$M_2 = \frac{2}{1 - \alpha} \cdot \mu \epsilon.$$

In analoger Weise würden sich die Momente beim Zusammenlegen von mehreren Molekülen bestimmen lassen. So erhalte man z. B. das Moment von drei zusammengelegten Molekülen:

$$M_3 = 3 \frac{1 + \alpha}{1 - 2\alpha^2} \mu \epsilon, \text{ u. s. w.}$$

Liegen mehr Elemente zusammen, die durch äussere Kräfte magnetisirt worden sind, so lässt sich die Rechnung in ganz analoger Weise durchführen. Es sei ein Stab aus unendlich vielen Elementen zusammengesetzt. Das Element r habe allein den freien Magnetismus $\pm \mu$. Wir können dann entsprechend den obigen Betrachtungen berechnen, welchen Magnetismus das Molekül $r - s$ und $r + s$ annimmt. Derselbe stellt sich nach Lamont durch den Werth μA_s dar, in welchem

$$A_s = \alpha^s \left(1 + \frac{s+2}{1} \alpha^2 + \frac{s+3}{1} \cdot \frac{s+4}{2} \alpha^4 + \frac{s+4 \cdot s+5 \cdot s+6}{1 \cdot 2 \cdot 3} \alpha^6 + \dots \right)$$

ist. Bildet man in gleicher Weise A_{s+1} und A_{s+2} , so ergibt sich

$$\alpha A_{s+2} = A_{s+1} - \alpha A_s$$

Geht man von dem ursprünglich magnetisirten Elemente aus, welches $s = 0$ ist, so wird für dieses

$$A_0 = 1 + \frac{2}{1} \alpha^2 + \frac{3 \cdot 4}{1 \cdot 2} \alpha^4 + \frac{4 \cdot 5 \cdot 6}{1 \cdot 2 \cdot 3} \alpha^6 + \dots = \frac{1}{1 - 4\alpha^2}$$

Ebenso ist

$$A_1 = \alpha \left(1 + \frac{3}{1} \alpha^2 + \frac{4 \cdot 5}{1 \cdot 2} \alpha^4 + \dots \right).$$

Wird hier der Werth für A_0 aus Gleichung 3) eingeführt, so ergibt sich

$$A_1 = \frac{1}{\sqrt{1 - 4\alpha^2}} \cdot \frac{2\alpha}{1 + \sqrt{1 - 4\alpha^2}} \dots \dots \dots 4)$$

Setzen wir

$$\frac{1}{\sqrt{1 - 4\alpha^2}} = k, \quad \frac{2\alpha}{1 + \sqrt{1 - 4\alpha^2}} = q,$$

so $k = \frac{1 + q^2}{1 - q^2}$ und $\alpha = \frac{q}{1 + q^2} \dots \dots \dots 5)$

wird

$$A_0 = kq^0, \quad A_1 = kq^1, \quad A_2 = kq^2 \dots A_s = kq^s \dots \dots \dots 6)$$

Der freie Magnetismus des $r + s$ oder $r - s$ ten Elementes ist nach $\mu k q^s$.

Ist die Molekülreihe nach beiden Seiten begrenzt, so muss man von **359**
 dem ursprünglich erregten Element an die Vertheilung in den einzelnen
 Elementen auf einander folgend bis zu den an den Enden liegenden Ele-
 menten, und dann rückwärts durch die Elemente des Stabes bis zu den
 entgegengesetzten Enden u. s. f. berechnen und die Summe der hierdurch
 jedem Element vertheilten Magnetismen nehmen.

Besteht die Molekülreihe aus n Elementen, von denen das r te ur-
 ursprünglich den Magnetismus μ erhalten hat, so ist der in dem p ten Ele-
 ment inducirte Magnetismus, wenn $s > r$

$$m_p = \frac{k\mu}{1 - q^{2n+2}} (q^{-r} - q^r) (q^p - q^{2n-p+2}) \dots \dots \dots 1)$$

und wenn $p < r$

$$m_p = \frac{k\mu}{1 - q^{2n+2}} (q^{-p} - q^p) (q^r - q^{2n-r+2}) \dots \dots \dots 2)$$

Ist ε der Durchmesser des kugelförmig gedachten magnetischen Mo-
 duls, so ist mithin das Moment des p ten Elementes gleich εm_p , das
 Moment des $p + 1$ ten Elementes gleich εm_{p+1} und der freie Magne-
 tismus an der Berührungsstelle beider Elemente gleich $m_p - m_{p+1}$.

Ist nur das erste Molekül der Reihe magnetisirt, also $r = 1$, so
 hält man den in dem p ten Element inducirten Magnetismus

$$m_p = \frac{k\mu(1 - q)^2}{1 - q^{2n+2}} (q^{p-1} - q^{2n-p+1}) \dots \dots \dots 3)$$

und der freie Magnetismus

$$u_p = -k\mu (1+q)(1-q^2) \frac{q^{p-1} + q^{2n-p}}{1 - q^{2n+2}} \dots$$

Es ist also nur am äussersten Ende des ersten Moleküls der Magnetismus positiv, sonst überall negativ, wie sich auch unmittelbar ergibt, da das Moment der Elemente von dem am Ende der Reihe regten Element an immer weiter abnimmt.

Ist die Zahl n der Moleküle ungerade und nur das mittelste Molekül magnetisirt, so erhält man den im p ten Molekül erregten Magnetismus

$$m'_p = \frac{k\mu}{1 + q^{n+1}} q^{\frac{n+1}{2}} (q^{-p} - q^{+p}) \dots$$

360 Sind alle Moleküle der Reihe ursprünglich gleich st magnetisirt, so erhält man den in jedem Molekül erregten Magnetismus durch Summation der von jedem anderen Molekül ausgehenden Erregungen. Dieser Werth ist dann

$$(m''_p) = k\mu \left(\frac{1+q}{1-q} \right) \left\{ 1 - \frac{q^p + q^{n-p+1}}{1 + q^{n+1}} \right\} \dots$$

Berechnet man in gleicher Weise den im $p + 1$ ten Molekül erregten Magnetismus (m''_{p+1}), so ist der an der Grenze beider Moleküle vorhandene, frei nach aussen wirkende Magnetismus

$$(u_p) = m''_p - m''_{p+1} = k\mu \frac{1+q}{1+q^{n+1}} \{q^p - q^{n-p}\} \dots$$

Die Magnetismen sind also auf beiden Hälften des Stabes von Mitte aus, wie vorauszusehen, gleich vertheilt, indem die Momente p ten und $n - p + 1$ ten Moleküls und die freien Magnetismen an Enden des p ten und $n - p$ ten Moleküls einander gleich sind.

Ist wieder der Durchmesser der magnetischen Moleküle gleich ϵ wird, wenn sie dicht aneinander liegen, der freie Magnetismus u_p sich der Entfernung $x = \epsilon p$ vom Ende vorfinden. Ist die Länge des Stabes $2l$, so ist $n\epsilon = 2l$. Werden hieraus die Werthe für p und n in die Formel eingeführt und für $\frac{1+q}{1+q^{n-1}}$ eine Constante ν gesetzt, welche von der Inductionsfähigkeit der einzelnen Elemente auf eine und Zahl der Moleküle n abhängt, so ist

$$n_p = k\mu\nu \left\{ q^{\frac{x}{\epsilon}} - q^{\frac{2l-x}{\epsilon}} \right\},$$

oder mit Vertauschung der Constanten, wenn $q^{\frac{1}{\epsilon}} = a$ gesetzt wird.

$$n_p = k\mu\nu \{a^x - a^{2l-x}\}.$$

Dies ist aber im Wesentlichen die Formel von Biot.

Das magnetische Moment der ganzen Reihe ist

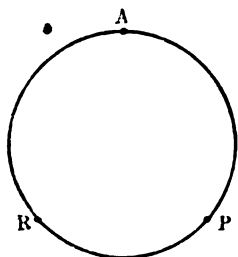
$$\frac{2\mu}{1-2\alpha} \left(n - \frac{2q}{1-q} \frac{1-q^n}{1+q^{n+1}} \right) \dots \dots \dots 3)$$

n dieser Formel könnte man durch Versuche mit verschiedenen Längten n und q bestimmen.

Liegen die magnetischen Moleküle in einer Curve geordnet, so bilden magnetischen Axen einen Winkel unter einander; die Vertheilung derselben auf einander ist kleiner, als bei geradliniger Anordnung; da sie aber alle sehr klein sind, so wird diese Verminderung gering sein, so dass man die Vertheilungswirkung wie bei geradliniger Anordnung berechnen kann.

Setzt man daher in einem geschlossenen Kreise ARP von n magnetischen Molekülen, in welchem wir die Moleküle von einem festen Punkt A an, in dem r ten Molekül R durch eine äussere Kraft das Quantum $\pm \mu$ magnetischem Fluidum geschieden, so wird in dem p ten Molekül P der Magnetismus $k\mu q^{p-r}$ vertheilt werden.

Fig. 192.



erstreckt sich die Vertheilung aber über P und A hinaus durch R noch einmal bis P u. s. w., so dass hierdurch in P nach einander die Magnetismen $k\mu q^{n+p-r}$, $k\mu q^{2n+p-r}$ u. s. f. vertheilt werden. Ebenso geht umgekehrt die Vertheilung von R über A nach P und wiederholt im Kreise herum, wodurch die Magnetismen $k\mu q^{n-p+r}$, $k\mu q^{2n-p+r}$ u. s. f. erregt werden. Der gesammte in P vertheilte Magnetismus ist demnach

$$m = \pm k\mu \sum (q^{\nu n+p-r} + q^{(\nu+1)n-p+r}),$$

wo ν alle Werthe von 0 bis ∞ zu nehmen sind. Der Gesamtwert nachdem $r \leq p$

$$m_p = k\mu (q^{\pm(p-r)} + q^{\mp(p-r)}).$$

Erregt man in den Molekülen 1 bis s von aussen den freien Magnetismus $\pm \mu_1, \pm \mu_2 \dots$, so wird der in dem p ten Molekül erregte Magnetismus gleich der Summe der Werthe m , welche erregt werden, wenn nach einander für μ resp. μ_1, μ_2 u. s. f., für r resp. 1, 2, 3, ... s gesetzt wird. Sind die Erregungen $\mu_1 = \mu_2 \dots \mu_s$, so ist nun der in P erregte Magnetismus, je nachdem $p \geq s$

$$m_p = k\mu \frac{(1-q^s)}{(1-q)(1-q^n)} \{q^{p-s} + q^{n-p+1}\}$$

...

$$p < s \quad (m_p)_s = k\mu \left[\frac{1+q}{1-q} - \frac{1-q^{n-s}}{(1-q)(1-q^n)} (q^{s-p+1} + q^p) \right]$$

Die freien Magnetismen an der Grenze zweier Moleküle sind, wenn

$$p > s \quad (u_p)_s = k\mu \frac{1-q^s}{1-q^n} \{q^{n-p} - q^{p-s}\}$$

$$p < s \quad (u_p)_s = k\mu \frac{1-q^{n-s}}{1-q^n} \{q^p - q^{s-p}\}$$

Den grössten Werth $(m_p)_s$, also die stärkste Vertheilung des Magnetismus findet man hiernach in dem mittleren der von aussen magnetisirten, den kleinsten in dem mittleren der von aussen nicht magnetisirten Moleküle. Die freien Magnetismen sind daselbst Null, so dass der Ring sich in eine nördlich und eine südlich magnetisirte Hälfte theilt.

Sind alle Moleküle des Ringes von aussen gleich stark magnetisirt, so ist $s = n$ und der in jedem Molekül erregte Magnetismus

$$(m_n)_n = k\mu \frac{1+q}{1-q}.$$

Der freie Magnetismus ist überall Null.

In diesem Fall ist der erregte Magnetismus, wie sich übrigens direct ergibt, in jedem Molekül ebenso gross, wie in einer unendlich langen, überall von aussen gleich stark erregten Molekülreihe.

363 Von Werth ist noch die Berechnung der Anziehung zweier Molekülreihen AB und $A'B'$ von resp. n und n' Molekülen.

Ist der in dem Molekül A' direct durch Magnetisirung des Stabes $A'B'$ erregte, also am Ende A' der Reihe $A'B'$ vorhandene freie Magnetismus gleich m' , und vertheilt derselbe in B den Magnetismus cm' , so ist nach Gleichung 3) §. 359 der in dem p ten Molekül von AB erregte Magnetismus gleich

$$cm'k(1-q^2) \frac{q^{p-1} - q^{2n-p+1}}{1 - q^{2n+2}},$$

oder da nach §. 358

$$k = \frac{1+q^2}{1-q^2} \text{ ist, gleich}$$

$$cm'(1+q^2) \frac{q^{p-1} - q^{2n-p+1}}{1 - q^{2n+2}} = m'P,$$

und in dem ersten Molekül B ist derselbe gleich

$$cm'(1+q^2) \frac{1 - q^{2n}}{1 - q^{2n+2}} = m'Q.$$

Da nun $q < 1$, n sehr gross, so ist q^{2n} wenig von q^{2n+2} unterschieden, also

$$cm'(1+q^2) = m'Q.$$

Gehen wir von dem Molekül B zurück auf die Erregung des Moleküls A' durch dasselbe u. s. f., so müssen wir für n, q, c resp. n_1, q_1, c_1 substituieren, und erhalten im Ganzen den Zuwachs an Magnetismus in dem p ten Molekül der Reihe AB

$$= \frac{m' + m Q'}{1 - Q Q'} P,$$

und in dem p' ten Molekül der Reihe $A_1 B_1$

$$= \frac{m + m' Q}{1 - Q Q'} P'.$$

In den Molekülen B und A' ergibt sich derselbe Zuwachs

$$\frac{m + m' Q}{1 - Q Q'} \quad \frac{m' + m Q'}{1 - Q Q'}.$$

Die Molekülreihen ziehen sich also an mit der Kraft

$$\frac{(m + m' Q)(m' + m Q')}{(1 - Q Q')^2}.$$

Die Momente der Reihen sind

$$m + c m_1 \frac{1 + q^2}{1 - q} \frac{1 - q^n}{1 - q^{n+1}} \frac{m' + m Q}{1 - Q Q'},$$

$$m' + c_1 m \frac{1 + q^2}{1 - q^1} \frac{1 - q_1^{n_1}}{1 - q_1^{n_1+1}} \frac{m + m_1 Q}{1 - Q Q_1}.$$

Ist nur die eine Reihe direct magnetisirt, dient die andere als Anker, so ist $m' = 0$ und die Anziehung

$$\frac{m^2 Q'}{1 - Q Q'}.$$

Sind beide Reihen ganz gleich und gleich stark, z. B. in einer langen Magnetisirungsspirale magnetisirt, so ist $m = m'$ und $Q = Q'$, die Anziehung

$$m^2 \frac{1 + Q}{1 - Q}.$$

Hiernach wäre die Anziehung von der Länge der Reihen unabhängig.

Liegen zwei bogenförmige Molekülreihen AB und $B_1 A_1$ aneinander, 364
 wenn Endmoleküle A, B und A_1, B_1 durch directe Magnetisirung beider
 Reihen die Magnetisirungen m und m_1 erhalten haben, so wird durch
 gegenseitige Vertheilung unter Beibehaltung der früheren Zeichen
 der Magnetismus der Reihen sich gegenseitig verstärken. Vernachlässigen
 wir die sehr kleine verstärkende Wirkung von B_1 auf B und A_1 auf A
 und umgekehrt, so wird hiernach der Magnetismus von A und B

$$W = \frac{m + m_1 S}{1 - S S_1}$$

$$W_1 = \frac{m_1 + m S_1}{1 - S S_1},$$

$$\text{wo } S = c(1 + q^2) \frac{1 + q^{n-1}}{1 + q^{n+1}} \text{ und } S_1 = c_1(1 + q_1^2) \frac{1 + q_1^{n-1}}{1 + q_1^{n+1}}$$

ist. Die Anziehung ist dann gleich $2 W \cdot W_1$.

Ist nur die erste Reihe (n) magnetisirt, also $m_1 = 0$, so wird, da nach §.

$$c = \alpha = \frac{q}{1 + q^2}, \quad c_1 = \alpha_1 = \frac{q_1}{1 + q_1^2},$$

die Anziehung nach Lamont gleich

$$A = \text{const } m^2 q_1 \frac{(1 + q^{n+1})^2 (1 + q_1^{n+1}) (1 + q_1^{n+1})}{[(1 - q q_1) (1 - q^n q_1^n) - (q_1 - q) (q^n - q_1^n)]}$$

365 Liegen mehrere Molekülreihen nebeneinander, welche alle ausser gleichen magnetisirenden Kräften unterworfen sind, so ergebe später zu erwähnenden Versuche von Lamont, dass bei kleineren ständen x jede Lamelle vom Moment m in der benachbarten Lamelle ein entgegengesetztes Moment hervorruft, welches sich durch die empirische Formel

$$\frac{m}{a + bx}$$

ausdrücken lässt, wo a und b Constante sind. Ist also der Abstand der Lamellen $x = 0$, so ist dieses entgegengesetzte Moment, d. h. der Verlust des Magnetismus, den jede Lamelle durch Einfluss der unmittelbar daneben liegenden erfährt, gleich $\frac{m}{a}$.

Bezeichnen dann M_1, M_2 , sowie m_1, m_2 den Magnetismus, welchen jede Lamelle eines Stabes durch die ursprüngliche magnetisirende Lamelle erhält und nachher beim Zusammenlegen mit den übrigen Lamellen verliert, so ist

$$m_1 = M_1 - \frac{m_2}{\alpha_1} - \frac{m_3}{\alpha_2} - \frac{m_4}{\alpha_3} - \dots \text{ u. s. f.},$$

wo $\frac{m_2}{\alpha_1}, \frac{m_3}{\alpha_2}$ u. s. f. Werthe von der Form $\frac{m}{a + bx}$ sind, und die

die einzelnen Lamellen in m_1 bewirkten Verluste an Magnetismus bezeichnen. Sind die einzelnen Lamellen gleich stark von vornherein magnetisirt, sind sie alle von gleichem Stoff, so werden a und b für alle Lamellen dieselben. Sind sie in gerader Anzahl vorhanden, so reduciren sich die für m_1, m_2 u. s. f. gültigen n Gleichungen auf $\frac{1}{2}n$, woraus sich das Moment jeder Lamelle berechnen lässt. Die Verluste m lassen sich meist empirisch durch eine Exponentialformel von der Form

$$m_n = a + b (e^{n-1} - e^{p-n})$$

an, wo n die Ordnungszahl der betrachteten Lamelle und p die Ordnungszahl derselben, a, b, c Constante sind. Das Moment der sämtlichen Lamellen kann durch Summation dieser Werthe m erhalten

Man nimmt nun das Moment eines im Abstand x^{mm} von der Kante m^{mm} breiten massiven Streifens gelegenen Linearmagnetes

$$m = a + b (e^{-kx} + e^{-k(n-x)}),$$

so dass man bei der Integration das Moment des ganzen Streifens

$$(M) = an + \frac{2b}{k} (1 - e^{-kn}) = an + \gamma (1 - \delta^n),$$

wo δ neue Constante sind.

Demnach berechnet Lamont u. A. auch das Moment eines hohlen Cylinders von geringer Wanddicke und dem Radius r . Sind zwei der Lamellen alle Elementarstreifen desselben um den Winkelabstand φ von einander entfernt, so ist ihre lineare Entfernung gleich $2r \cdot \sin \frac{\varphi}{2}$. Ist das

Moment eines Streifens des Cylinders durch die äussere magnetisirende Kraft M , so wird dasselbe demnach durch die Vertheilungsum

$$D = \int_0^{2\pi} \frac{M \cdot r d\varphi}{a + 2br \sin \frac{\varphi}{2}}$$

ausgedr. Setzt man $\sin \frac{\varphi}{2} = \frac{x^2 - 1}{x^2 + 1}$ und integrirt, so wird

wenn $2br$ gegen a sehr gross ist und $h^2 = \frac{2br - a}{2br + a}$ ist,

$$D = - \frac{4Mr}{\sqrt{4b^2r^2 - a^2}} \log \frac{1-h}{1+h}.$$

wo $\frac{a}{2br}$ so klein, dass man die höheren Potenzen davon vernachlässigen kann, und ist das ursprünglich in jeder Lamelle des Cylinders wirkliche Moment gleich N , so ist demnach das wirkliche Moment des Cylinders

$$2r\pi(N - D) = 2r\pi(N) - \frac{2(M)}{b} \log \frac{4br}{a} + \frac{(M)a^2}{8b^2r^2},$$

Vertauschung der Constanten

$$(M) = \frac{r}{p + q \log r - \frac{c}{r^2}}.$$

2) Ist $2br < a$ (wie es beim Stahl möglich ist), so wird

$$D = \frac{4Mr}{\sqrt{a^2 - 4b^2r^2}} \cdot \arccos \left(\frac{2br}{a} \right).$$

Ist $a - 2br$ sehr klein, so wird D nahezu gleich $= \frac{2Mr}{a}$.

366 In gleicher Weise berechnet Lamont das Moment concentrisch ineinander geschobener Röhren, wobei sich indess sehr complicirte Formeln ergeben, die zuletzt zur Berechnung des Momentes massiver Cylinder führen könnten.

In wie weit man berechtigt ist, nur die Wirkung der freien Magnetismen von Molekül zu Molekül zu statuiren, und ob nicht auch die namentlich an den Enden der Stäbe in grosser Intensität auftretenden freien Magnetismen wesentlich magnetisirend auf die ferner liegenden Moleküle wirken und ihre Wirkungen nicht völlig zu vernachlässigen sind, mag dahin gestellt bleiben. Jedenfalls ist diese Methode in Ermangelung von streng mathematischen Methoden, zur Berechnung des Momentes von cylindrischen Stäben u. s. f. von Werth.

367 Bei dickeren Stäben, sowie bei unregelmässig geformten Körpern lassen sich die durch äussere magnetisirende Kräfte erzeugten Momente nicht durch einfachere Formeln darstellen. Sind namentlich die auf die einzelnen Theile der Körper wirkenden Kräfte nicht überall gleich, so ergeben sich oft höchst complicirte Verhältnisse. So schwierig die theoretischen Bestimmungen über diesen Gegenstand sind, so kann man doch a priori einen zuerst von W. Thomson¹⁾ angegebenen Satz aufstellen, der unter der Annahme, dass die in allen Theilen eines temporär magnetisirten Körpers erregten magnetischen Momente den auf dieselben wirkenden magnetisirenden Kräften direct proportional sind, allgemeine Geltung für jeden beliebig gestalteten Eisenkern hat. Derselbe lautet:

Einander ähnliche, aber sonst beliebig gestaltete Körper von verschiedenen Dimensionen, die auf ähnliche Weise mit Drahtgewinden umwickelt sind, deren Längen den Quadraten der linearen Dimensionen der Stäbe proportional und welche von gleichen Strömen durchflossen sind, üben auf ähnlich liegende äussere Punkte eine gleiche magnetische Kraft aus.

Dieser Satz folgt unmittelbar aus der Betrachtung, dass unter den aufgestellten Bedingungen der Körper von n -fachen Dimensionen, also von n^3 -facher Masse an allen ähnlich liegenden Stellen denselben magnetisirenden Kräften unterworfen ist, wie der ihm ähnliche Körper von einfachen Dimensionen. Es muss also, welches auch sonst die Art der Magnetisirung sei, in allen Fällen die Zahl der in gleichem mittlerem magnetis-

¹⁾ Thomson, Phil. Trans. 1856. Vol. I, p. 287*.

in dem Zustand befindlichen, ähnlich liegenden Theile der Körper sich wie Massen $1 : n^3$ verhalten, und ebenso müssen sich auch die magnetischen Momente der Körper verhalten. Da nun aber die Wirkung der Körper nach aussen auf einen entfernten Punkt der dritten Potenz der Entfernung proportional ist, so muss auch, wenn bei Anwendung des Körpers n^3 -fachen Dimensionen diese Entfernung die n^3 -fache wird, die Wirkung dieselbe sein, wie die des einfachen Körpers in einfacher Entfernung.

Dub¹⁾ hat sich der Mühe unterzogen, diesen Satz noch experimentell zu prüfen, indem er u. A. gerade Stäbe von verschiedenen Durchmessern d ($1/2$ bis $3''$) und denselben proportionalen Längen l (4 bis $24''$), welche ihrer ganzen Länge nach mit einer Magnetisirungsspirale umgewickelt waren, deren Windungszahl ebenfalls jenen Durchmessern proportional, in verschiedenen, letzteren proportionalen, auf der magnetischen Westlinie gemessenen Entfernungen, oder stets in derselben Entfernung vor einer magnetisirten Stahlnadel oder einem in einer Kupfersehe schwebenden magnetischen Stahlspiegel hinlegte und beim Hin- und Herleiten eines stets gleichbleibenden, aber jedesmal in den beiden entgegengesetzten Richtungen benutzten Stromes die Ablenkungen des freien Magnetpolen beobachtete. Im ersten Falle blieben die Tangenten der Ablenkungswinkel constant, im letzteren nahmen sie proportional der dritten Potenz der Durchmesser zu. So fand sich z. B. bei gleichbleibender Entfernung (ϑ in Theilen der vor dem Stahlspiegel aufgestellten Scala)

d	$1/2$	$3/4$	1	$1 1/2$	2	3
l	4	6	8	12	16	24
ϑ	1,4	4,5	10,5	35	84,5	29,0
$const \frac{\vartheta}{d^3}$	171	167	164	162	165	167

Bei anderen Versuchen wurden die Stäbe nur auf der dem Magnetpol zu- oder abgekehrten Seite mit der Magnetisirungsspirale beklebt; ebenso wurden weitere Spiralen verwendet, deren Dimensionen, die Weite D und Windungszahl W den Dimensionen der Stäbe proportional waren, und es ergab sich das analoge Resultat.

So fand Dub z. B. in letzterem Falle bei gleichbleibender Entfernung der Mitte der Stäbe vom Stahlspiegel:

d	l	D	W	$const \frac{\vartheta}{d^3}$
$3/4$	6	1	84	833
1	8	$1 1/2$	112	820
$1 1/2$	12	2	168	833
2	16	3	224	830

¹⁾ Dub, Pogg. Ann. Bd. CXX, S. 545. 1863*.

369

Selbstverständlich wird also, wenn in ähnlichen Körpern alle gleichen magnetisirenden Kräften unterworfen sind, und das in ihnen erzeugte Moment den magnetisirenden Kräften proportional ist, das Moment der dritten Potenz der Längsdimension, also der Masse proportional entsprechen. Man kann annehmen, dass in permanent magnetisirten Stahlstäben dasselbe Verhalten eintritt, wenn sie zu dünnen Magnetstäben umgewandelt sind.

Dieser allgemeine Satz ist von Coulomb bestätigt worden. Er formte verschieden grosse Drathbündel, deren lineare Dimensionen in gleichen Verhältnissen zu einander standen, aus gleich dicken Drähten, welche eine möglichst gleiche permanente Torsion erhalten und dadurch gehärtet worden waren. Als er diese Bündel vollständig magnetisirte und sie in der Drehwaage untersuchte, erhielt er Zahlen, welche bewiesen, dass die magnetischen Momente denselben Verhältnissen wie die dritten Potenzen der einander entsprechenden Dimensionen verhielten.

Die Torsionswinkel des Fadens der Drehwaage, bei welchen Bündel von 36 und 9 Drähten von 12'' und 6'' Länge, um 30° am Meridian abgelenkt wurden, betragen resp. 342° und 42°. Das erhaltene Verhältniss ergab sich bei Bündeln, deren homologe Dimensionen sich wie 3:1 und 4:1 verhielten.

Sind die Theilchen des Eisens oder Stahles so weit von einander entfernt, dass sie nicht mehr gegenseitig auf einander polarisiren und wirken können, so wird unabhängig von der Gestalt bei gleicher Magnetisirung der magnetisirten Körper ihr permanentes Moment ihnen proportional sein. Als daher Coulomb Eisenfeile mit Wachs zusammen und aus ihnen Stäbchen von gleicher Länge, aber verschiedenem Querschnitt bildete, so waren nach gleicher Magnetisirung ihre Schwingungsdauern dieselben, da ihr Trägheitsmoment in demselben Verhältniss genommen hatte, wie ihr magnetisches Moment.

370

Für andere Fälle lassen sich nicht so einfache Gesetze aufstellen. Schon bei der Magnetisirung von nicht ganz dünnen, verschieden dicken Stäben, die ihrer ganzen Länge nach von einer Magnetisirungsspirale umgeben sind, würde z. B. die Auffindung allgemeiner Gesetze nicht zu erwarten sein. Ist die Dicke gering, so kann man ihre Magnetisirung immerhin noch annähernd durch die Formeln von Green und Biot ausdrücken.

Man hat auch wohl versucht, die Momente der verschieden dicken Stäbe hierbei unter Annahme der Proportionalität zwischen der Magnetisirung und magnetisirender Kraft einfach einer Potenz der einzelnen Dimensionen, z. B. der Quadratwurzel ihrer Länge oder des Durchmessers proportional zu setzen, obgleich hier die magnetisi-

Kräfte in den verschiedenen Stäben durchaus nicht in ähnlicher Weise vertheilt sind. Es lässt sich nachweisen, dass derartige Ausdrücke nicht als theoretisch begründete, sondern nur als rein empirische Formeln gelten können, die sich event. innerhalb gewisser Grenzen den Beobachtungen gut anschliessen.

Betrachten wir zuerst das Verhalten verschieden langer Stäbe. Das Moment M eines solchen Stabes ist eine Function f der auf seine einzelnen Punkte wirkenden magnetisirenden Kräfte. Aendern sich diese letzteren auf der Länge der Stäbe von ihrer Mitte an, so können wir sie wiederum als eine Function φ des Abstandes α der einzelnen Punkte von der Mitte darstellen, so dass $M = f[\varphi(\alpha)]$ wäre. Wäre nun in einem Stabe von n -facher Länge die Vertheilung der magnetisirenden Kräfte ganz dieselbe, wie in dem Stabe von einfacher Länge, so würden wir sein Moment M_n erhalten, indem wir in obiger Gleichung für α den Werth $n\alpha$ setzten. Es wäre in diesem Fall möglich, wenn auch durchaus nicht nöthig, dass alle Glieder von M_n dieselbe Potenz n^β , z. B. die Quadratwurzel von n enthalten. Nur in diesem Fall nähme das Moment M_n der verschieden langen Stäbe dem Werth n^β proportional zu. Aendert sich aber ausser der Länge auch noch die Vertheilung der magnetischen Momente, so ändert sich nicht nur α in $n\alpha$, sondern auch die Form der Function φ . Dann können also durchaus nicht mehr die Momente M einfach einer Potenz der Länge proportional sein. Letzteres ist aber bei den, ihrer ganzen Länge nach mit der Magnetisirungsspirale bedeckten Stäben der Fall, da mit wachsender Länge der Stäbe die Länge ε der Enden derselben nahezu constant bleibt, auf der die magnetischen Scheidungskräfte sich um mehr als eine bestimmte Anzahl Procente von den Kräften in der Mitte des Stabes ändern; die Länge $l - 2\varepsilon$ der mittleren Theile, in denen jene Aenderung unter dem betreffenden Werth bleibt, aber zunimmt. Aehnlich liegende Punkte sind also durchaus nicht von gleichen magnetisirenden Kräften erregt. Im Gegentheil, ist der Stab sehr lang, so treten die Endstücke gegen das mittlere Stück immer mehr zurück, sein Moment wird sich immer mehr demjenigen nähern, welches er erhielte, wenn auf alle seine Theile gleiche magnetisirende Kräfte wirkten, und welches dann durch die, vermittelst Integration aus der Green'schen Formel erhaltene Gleichung $M = 2 \left(al - \frac{b}{\log \mu} (\mu^l - \mu^{-l}) \right)$ dargestellt wird ¹⁾. Selbst wenn also z. B. bei zwei bestimmten Stäben von der Länge l und nl sich die Momente zufällig wie $l : n^\beta l$ verhielten, so würde dieses Verhältniss doch durchaus nicht bei allen beliebigen Werthen von n eintreten. — Ganz analoge Betrachtungen würden sich über die entsprechende Abhängigkeit der Momente der Stäbe von ihrer Dicke und über die Vertheilung anstellen lassen, die Momente der einzelnen Theile der Stäbe bei

¹⁾ G. Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. CXVII, S. 218. 1862.*

verschiedener Länge und Dicke derselben irgend einer Potenz ihres Abstandes von ihrer Mitte direct proportional zu setzen ¹⁾).

Noch ferner der Theorie liegen die empirischen Formeln, welche die Momente der Magnete nur von ihren Gewichtsverhältnissen abhängig machen, da diese Formeln nicht einmal die die Momente bedingenden Dimensionen der Magnete nach verschiedenen Richtungen enthalten.

2. Einfluss der Dicke von Stäben auf das magnetische Moment.

371 Die experimentellen Untersuchungen über den Einfluss der Gestalt auf die temporäre und permanente Magnetisirung verschieden gestalter Stäbe sind fast alle unter den §. 367 erwähnten complicirten Bedingungen angestellt, so dass die Resultate sehr verwickelt sind, und meisten der gefundenen Gesetze nur als Annäherungen und mehr oder weniger zweckmässige empirische Darstellungen der gefundenen Resultate gelten können.

Wir behandeln zuerst die Abhängigkeit des temporären magnetischen Momentes der Magnetstäbe von ihrer Dicke.

Lenz und Jacobi ²⁾ haben hierüber Versuche nach der §. 284 genauer beschriebenen Methode mit Hilfe der die magnetischen Momente messenden Inductionsströme angestellt. Sie wandten Eisencylinder deren Durchmesser im Verhältniss von 1 : 2 : 3 : 4 : 5 : 6 : 9 : 12 : 18 standen und deren dünnster $\frac{1}{6}$ Zoll dick war. Die magnetisirende Spirale passte gerade auf den dicksten Stab von 3 Zoll Durchmesser; Inductionsspirale umgab dieselbe. Die Intensität des magnetisirenden Stromes blieb constant; sie wurde an der elektromagnetischen Waage beobachtet. Die dem magnetischen Moment M der Stäbe proportionale Intensität des beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes erzeugten Inductionsstromes wurde an einem Galvanometer abgelesen. Auf diese Weise fanden sich die in der Tabelle unter I angeführten Zahlen.

Bei den Versuchen, deren Resultate in der Tabelle unter II erwähnt sind, umschlossen die magnetisirenden Spiralen dieselben Eisencylinder ganz eng, und die Inductionsspiralen waren unmittelbar darüber gewickelt. Alle bei den verschiedenen Eisencylindern verwendeten Inductionsspiralen blieben beständig in dem Schliessungskreise des Galvanometers so dass der Gesamtwiderstand der Schliessung des Inductionsstromes

¹⁾ Die Einwendungen von Dub (Pogg. Ann. Bd. CXVIII, S. 516 u. Bd. CXX, S. 1863*) gegen diese Ausführungen, sowie gegen die aprioristische Richtigkeit des Satzes von Thomson beruhen auf Missverständnissen (vgl. G. Wiedemann l. c.).

²⁾ Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 235 u. Bd. LXI, S. 255. 18 Bulletin de St. Petersb. T. II, p. 65.

constant blieb. Die Intensität des magnetisirenden Stromes wurde durch ein Galvanometer bestimmt. Sind die Zahlen der Windungen der jedesmal über dem Eisencylinder befindlichen magnetisirenden Spirale und der Inductionsspirale n und n_1 , ist die Intensität des Inductionstromes I , so giebt sich das magnetische Moment des Eisencylinders für gleiche magnetisirende Kräfte M :

$$M = \frac{\text{const}}{n n_1} I,$$

wie es in der Tabelle unter II. aufgeführt ist, in welcher d den Durchmesser der Stäbe bezeichnet.

I.				II.			
d	M gefunden	M_1 cor- rigirt nach Dub	$\frac{M_1}{\sqrt{d}}$	M gefun- den	berechnet nach der Formel $M = 8664 + 15880 d$	$\frac{M}{d \cdot d}$	$\frac{M}{\sqrt{d}}$
$\frac{1}{6}$	3468			6244	—	6244	6244
$\frac{1}{3}$	8731	8731	617	13608	13957	6801	9596
$\frac{1}{2}$	11166	10658	615	16735	15604	5578	9662
$\frac{2}{3}$	14252	12775	638	20620	19250	5155	10310
$\frac{5}{6}$	15831	14082	627	22841	21897	4568	10214
1	17489	15104	616	24914	24544	4152	9492
$\frac{1}{3}$	24569	19544	651	31808	32424	3538	10000
2	30796	22407	646	40946	40424	3412	11820
$\frac{1}{3}$	36743	24157	624	49127	48364	3275	12684
3	44731	26432	623	55558	56204	3087	13092

Die Zahlen in der Tabelle sind alle mit 100000 multiplicirt.

In der ersten Beobachtungsreihe sind die durch die Ströme in der magnetisirungsspirale selbst inducirten Ströme von den beim Einlegen des Eisenkerns erhaltenen subtrahirt, bei der zweiten nicht.

Berechnet man die Momente in der ersten Reihe nach der Formel $M = \text{const. } d$, so stimmen dieselben nicht genau mit den Beobachtungen. konnte dies daher rühren, dass das Verhältniss der Weite der Windungen zu den Durchmessern der Eisencylinder nicht constant blieb. Ihr viel besser stimmt die Berechnung der Beobachtungsreihe II. nach der entsprechenden Formel $M = 8664 + 15880 d$, in welcher die erste Constante die Inductionswirkung der Magnetisirungsspirale darstellen würde. Hieraus schliessen Lenz und Jacobi, dass der totale temporäre Magnetismus, d. h. das temporäre magnetische Moment der runden Eisenstäbe dem Durchmesser proportional ist.

372 Bei anderen Beobachtungsreihen ergaben sich nicht so einfache Resultate. So folgt aus den Versuchen von von Waltenhofen (l. c. §. 301) für die Intensität $i = 2$ bei gleich langen Eisenstäben, deren Durchmesser d aus den §. 301 angegebenen Gewichten berechnet war, u. A.:

d	1,108	2,071	2,150	3,015	4,006	5,978	11,823	14,258	19,824	28,292
$\frac{M}{d}$	0,660	0,530	0,638	0,455	0,455	0,380	0,277	0,268	2,248	0,228
$\frac{M}{\sqrt{d}}$	0,695	0,763	0,936	0,790	0,910	0,928	0,951	1,012	1,106	1,213

Hiernach stände das Verhältniss der Momente dem der Quadratwurzeln ihrer Durchmesser näher, wie dem ihrer Durchmesser selbst.

Dasselbe Resultat folgt noch annähernder aus den §. 298 mitgetheilten Versuchen von Müller, bei denen durch Ablenkung einer Magnetnadel das temporäre magnetische Moment M von Eisenstäben bestimmt wurde, deren Dicke d von 9 bis 44^{mm} geändert wurde. Bei schwächeren magnetisirenden Kräften p , bei denen das Maximum der Magnetisirung fern lag, ergab sich (§. 299)

$$M = \text{const } p \sqrt{d}.$$

Indess hat Müller selbst diese Formel nur als eine rein empirische betrachtet, und ihr durchaus keinen weiteren theoretischen Werth beigelegt.

Dasselbe Verhältniss hat Dub ¹⁾ in ganz gleicher Weise wie Müller untersucht. Von den vielen Versuchen erwähnen wir nur einige.

Die von Ost nach West horizontal gelegten weichen Eisenstäbe waren resp. 6 und 12" lang und $\frac{1}{2}$ bis 2" dick, und durch eine 2" weite Spirale magnetisirt. Die Intensität der Ströme wurde durch die Ablenkung a der Nadel einer Tangentenbussole bestimmt. Den Stäben gegenüber in der Verlängerung ihrer Axe und 20" von ihrem einen Ende war eine Magnetnadel an einem Coconfaden aufgehängt, deren Ablenkungen mittelst eines an ihr befestigten, 6" langen kupfernen Zeigers auf einer Kreistheilung bestimmt wurden. Der auf diese Weise gemessene Magnetismus nach Abzug der Wirkung der Spirale, d. i. das temporäre Moment M der Stäbe betrug u. A.:

¹⁾ Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 250. 1853*; Bd. XCIV, S. 580. 1855*.

I.

Dicke der Stäbe d	Länge der Stäbe 6'' $a = 19^\circ$		Länge der Stäbe 12'' $a = 15^\circ$	
	M	$const \frac{M}{\sqrt{d}}$	M	$const \frac{M}{\sqrt{d}}$
1/2''	0,096	68	0,33	24
3/4''	0,114	66	0,41	24
1''	0,150	72	0,49	24,5
1 1/2''	0,200	81	0,63	26
2''	0,270	95	0,77	27

Bei anderen Versuchen hatte die Spirale 3 Fuss Länge und 6 Zoll messer. Die Länge der Eisenkerne betrug 3 Fuss. Dub erhielt:

II.

Dicke der Stäbe	M	$\frac{M}{\sqrt{d}}$
1''	0,03404	0,03404
2''	0,04388	0,03102
4''	0,07420	0,03710
6''	0,08900	0,03630

Als Dub 1) Magnetkerne von 12 Zoll Länge in gleicher Weise machte und die abgelenkte Magnetnadel durch einen in einer Kupferschwebenden magnetisirten Stahlspiegel ersetzte, welcher in weite Entfernung (9') von den Magnetkernen sich befand, erhielt er u. A. die Werthe:

Dicke der Stäbe d	$a = 12^\circ$	$\frac{M}{W \sqrt{d}}$	$a = 15^\circ$	$\frac{M}{W \sqrt{d}}$	$a = 8^\circ$	$\frac{M}{W \sqrt{d}}$
	$\frac{M}{W}$		$\frac{M}{W}$		$\frac{M}{W}$	
1''	29	643	21	476	12	266
	42	644	31	470	17,5	263
1 1/2''	50,25	641	37	472	20,5	262
	60	643	44	471	25	267
	79,25	641	59	479	33	268

Die Quotienten $\frac{M}{\sqrt{d}}$ mussten noch mit der veränderlichen W der Drathwindungen dividirt werden, um die Resultate verg zu können.

Bei zwei Stäben von 12 Zoll Länge, und 1 und 2 Zoll Dick in Spiralen von denselben Durchmessern eingelegt waren, ergab s

d	M	$const \frac{M}{\sqrt{d}}$
1"	0,6693	473
2"	0,9535	478

Auch für hufeisenförmige Stäbe hat Dub²⁾ dasselbe Verhältnis gefunden, indem er dieselben mit ihren Schenkeln vertical in d Westebene aufstellte und ihnen eine Magnetnadel in der Weise d dass eine in der Ost-Westrichtung durch ihren Aufhängepu legte Ebene durch die Mittelpunkte der beiden Endflächen der S der Stäbe hindurchging. Bei gleicher Intensität des magnetis Stromes und bei Anwendung gleicher Spiralen schwankte bei Stä $\frac{3}{4}$ bis 2" Durchmesser das Verhältniss $\frac{M}{\sqrt{d}}$ nur zwischen den 295 bis 308.

373 Der Verfasser³⁾ hat gleichfalls Eisencylinder von 250^{mm} Läng 10,5^{mm}, 20^{mm}, 30^{mm}, 60^{mm}, 90^{mm} Durchmesser, alle von der Eisensorte, gleichmässig ausgeglüht und nach dem Ausglühen mässig langsam abgekühlt, in eng anliegenden Magnetisirungs von 127 bis 129 Windungen und gleicher Länge, wie die Cylind einer Entfernung von 880^{mm} östlich vor einem magnetisirten, d dicken Kupferhülse schwebenden Stahlspiegel aufgestellt. Durch Spiralen wurde ein Strom geleitet, dessen Intensität J an einem galvanometer abgelesen wurde, und die das Moment M der Eis messende Ablenkung des Stahlspiegels nach Abzug der Wirku Spiralen bestimmt. Die beobachteten Tangenten der doppelten kungsmittel der Spiegel sind auf Tangenten der einfachen Wink cirt. So ergab sich:

1) Dub, Elektromagnetismus, S. 205. Berlin 1861*. — 2) Dub, P. Bd. XC, S. 441. 1853*. — 3) G. Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. CXVII, S. 23

Stab 10,5mm dick			II. Stab 20mm dick			III. Stab 30mm dick		
	<i>M</i>	<i>s</i>	<i>J</i>	<i>M</i>	<i>s</i>	<i>J</i>	<i>M</i>	<i>s</i>
,2	226,7	1,257	169	291,6	1,725	106,8	234,2	2,195
,5	273,5	1,229	346,2	615,9	1,778	155,1	346,2	2,233
,9	567,8	1,277	395,9	716,8	1,811	225,2	508,3	2,257
,9	722,6	1,331	425,8	762,1	1,790	407,5	924,7	2,270
,0	990,0	1,321	494,8	892,3	1,805	490,5	1131,0	2,306
			550,3	1007,6	1,831	683,1	1578,0	2,310

IV. Stab 60mm dick			V. Stab 90mm dick		
<i>J</i>	<i>M</i>	<i>s</i>	<i>J</i>	<i>M</i>	<i>s</i>
109,1	408,3	3,744	102,4	530,1	5,392
159,2	597,0	3,753	144,3	770,9	5,343
244,1	926,8	3,797	253,1	1367,0	5,400
314,9	1207	3,834	301,1	1644,0	5,461
389,9	1493	3,832	391,1	2141,0	5,474
451,1	1731	3,833	443,9	2441,0	5,498
588,8	2281	3,874			

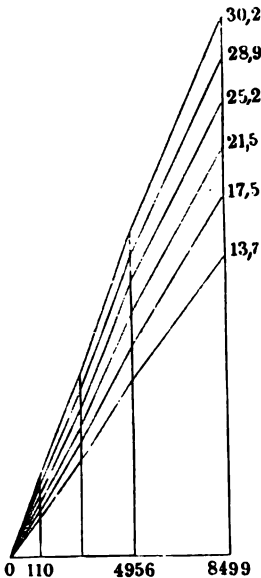
Spalten *s* enthalten die Quotienten $s = \frac{M}{J}$. Dividirt man die *s*, welche etwa der Stromintensität 400 bis 500 entsprechen, bei *w* nicht mehr eine sehr schnelle Aenderung derselben eintritt, durch die Anzahl der Windungen *w* und sodann durch die Quadratwurzel aus dem Durchmesser *d* der Stäbe, so erhält man:

<i>d</i> = 10,5	20	30	60	90
<i>s</i> = 1,277	1,800	2,285	3,834	5,498
const $\frac{s}{w \sqrt{d}}$	1000	1026	1067	1207

Das Verhalten der letzteren Werthe würde sich bei anderen Stromintensitäten ein wenig ändern, indess würde dennoch sich auch dann ergeben, dass die Werthe *s* bedeutend schneller ansteigen, als die Quadratwurzeln der Durchmesser der Stäbe. Dieses findet namentlich bei dickeren Stäben

374 Dasselbe Verhältniss hat v. Feilitzsch¹⁾ auf die §. 263 angegebene Weise zu bestimmen versucht, bei welcher die Magnetisirungsspirale allein, sodann die durch dieselbe und den in ihr magnetisirten Eisenstab bewirkte Ablenkung einer Magnetnadel durch einen von der anderen Seite des selben genäherten Stahlmagnet compassirt wurde.

Fig. 193.



Die Stäbe waren 91^{mm} lang; ihr Umfang betrug resp. 94,9, 90,7, 79,2, 67,5, 54,9, 42,9^{mm}. Sie wurden alle in dieselbe Magnetisirungsspirale eingelegt. Die erhaltenen Resultate sind in beifolgender Zeichnung, Fig. 193, angegeben, in der die Intensitäten der Ströme als Abscissen, die magnetischen Momente der Stäbe als Ordinaten verzeichnet sind. Die geringe Abweichung der Curven von einer geraden Linie würde eine Annäherung an den Sättigungspunkt andeuten, wenn die benutzten Stäbe nicht einen zu bedeutenden Querschnitt hätten. Aus dem Vergleich der bei gleichen Stromintensitäten *I* erhaltenen Momente *M* hiernach entgegen den Beobachtungen von Müller und Dub, die Magneten, d. i. die temporären magnetischen

Momente *M* der Stäbe ihren Umfängen oder Durchmesser *c* direct proportional sein. Dieses Resultat ergeben indess die Versuche auch nicht vollständig; denn bildet man z. B. bei einigen Stäben vom Umfang *c* den Quotienten $\frac{M}{Ic}$, so erhält man:

<i>c</i>	<i>I</i>	<i>M</i>	const $\frac{M}{Ic}$	const $\frac{M}{I \sqrt{c}}$	<i>I</i>	<i>M</i>	const $\frac{M}{Ic}$	const $\frac{M}{I \sqrt{c}}$
94,9	110	0,285	273	841	4956	13,399	285	878
79,2	"	0,247	283	798	"	11,585	295	831
54,9	"	0,182	301	706	"	8,715	321	751
42,9	"	0,150	318	658	"	7,429	350	724

Hiernach wäre wiederum der Werth *M* weder der Quadratwurzel noch der ersten Potenz des Umfanges oder der Dicke der Stäbe proportional.

¹⁾ v. Feilitzsch, Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 321. 1850*.

vielmehr läge das richtige Verhältniss in der Mitte zwischen

den vorliegenden und manchen anderen, noch später zu er- 375
eigenen Versuchen stellt Dub das allgemeine Gesetz auf, dass
ente von cylindrischen Stäben, die gleichen magneti-
Kräften ausgesetzt sind, den Quadratwurzeln ihrer
asser proportional sind.

ich ergeben sich oft bedeutende Abweichungen von diesem Ge-
se Abweichungen sollten indess, nach Dub ¹⁾, verschwinden,

Magnetisirungsspirale die Magnetkerne jedesmal eng um-
oder der Magnetkern und die Spirale so lang sind, dass die
wächere Wirkung ihrer Endwindungen gegen die der anderen
n zu vernachlässigen ist.

indess schon §. 370 ausgeführt worden ist, könnte sich eine so
abhängigkeit des Moments der Stäbe von ihrer Querdimension
Weise nur dann herausstellen, wenn in denselben die magne-
Kräfte in durchaus ähnlicher Weise vertheilt sind. Diese Be-
ist aber bei den vorliegenden Versuchen nur unvollkommen

magnetische Moment von Drathbündeln von gleichen Di- 376
wie ein massiver Eisenstab, welche beide durch dieselbe Spirale
t werden, ist kleiner als das des letzteren. Dies beobachtete so-
ke ²⁾ bei der Untersuchung der Tragkraft von massiven und aus-
ildeten Hufeisen, wie Joule ⁴⁾ bei der Benutzung der Drath-
elektromagnetischen Maschinen, wie auch Dub ⁵⁾ beim Hinein-
selben in eine vom Strom durchflossene Spirale. In letzterem
endete er einen cylindrischen Eisenkern von 1" Dicke und 6"
d ein 1" dickes Drathbündel von derselben Länge, welches aus
3 1" dicken Dräthen gebildet war. Die Anziehungen verhielt-
twa wie die Massen. Mit wachsender Zahl der in eine Spirale
en, zu einem Bündel vereinten Dräthe nimmt das Moment zu,
einem viel kleineren Verhältniss, als der Zahl der Dräthe ent-

¹⁾ Elektromagnetismus S. 197 u. figde. Berlin 1861* und an den sonst
len. Vgl. ebendasselbst den Versuch, die Beobachtungen von Lenz und Ja-
bigem Satz in Uebereinstimmung zu bringen. Die S. 423, Tab. I. berechne-
m, sind gefunden, indem nach den Versuchen des §. 293, welche für wei-
eine etwas grössere magnetisirende Kraft ergeben, die Momente für Spira-
st sind, welche die Kerne eng umgeben. Die Werthe $M : \sqrt{d}$ in Tab. II.
h dem Satz von Dub nur constant sein, wenn auch die Inductionswirkun-
gnetisirungsspiralen der Wurzel aus ihrem Durchmesser proportional wären.
die Polemik hierüber zwischen Dub und dem Verfasser l. c. §. 370. —
Gehler's Registerbd. S. 143. 1845*. — ⁴⁾ Joule, Phil. Mag. [4] Vol. II,
1*. — ⁵⁾ Dub, Elektromagn. S. 234*. — ⁶⁾ Vgl. auch Abria, Mondes
4. 1864*.

377 Bei Bündeln von (ε) cylindrischen Dräthen von $d = 1,25^{\text{mm}}$ und II $2,21^{\text{mm}}$ Durchmesser, und je 103^{mm} Länge fand von Waltenhofen¹⁾, dass die Formel $m = \beta g \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left(\frac{i}{\alpha g^{\frac{1}{2}}} \right)$ mit Beibehaltung der Constanten (§. 301) bei schwachen Drathbündeln mit wenigen dünnen Dräthen ($\varepsilon = 2$ bis 7 , $d = 1,25$) gut mit den Beobachtungen übereinstimmt; bei stärkeren Bündeln ($d = 1,25$, $\varepsilon = 14$ bis 90) sind bei niederen Magnetisirungen die beobachteten Werthe den berechneten fast gleich, bei mittleren Magnetisirungen (der Hälfte des Maximums) aber der beobachtete Werth weit über dem berechneten (im Verhältnis wie $10,8 : 12,6$, oder $14,6 : 16,4$ u. s. f.); so dass gleich schwere massive Eisenstäbe hierbei einen schwächeren Magnetismus zeigen, als die Drathbündel. Es können dann sogar innerhalb dieser Sättigungsgrade auch Drathbündel von gleichem Querschnitt, also geringerem Gewicht als die massiven Stäbe, wenn sie aus sehr vielen Dräthen bestehen, mit letzteren einen gleich starken Magnetismus zeigen, obgleich bei stärkeren Magnetisirungen und bei grösserer Annäherung an das magnetische Maximum die massiven Kerne überwiegen. Der Grund jener Erscheinungen liegt offenbar in der Verminderung der Wechselwirkung der einzelnen Leitungsfasern des Magnetkerns, welche die ursprüngliche Magnetisirung schwächt durch Zerlegung des Kerns in einzelne getrennte Dräthe. Bei schwachen Magnetisirungen tritt diese Wechselwirkung noch nicht so hervor, als bei stärkeren, bis die magnetisirende Kraft so gross wird, dass sie die Wechselwirkung überwindet.

Prismatische Eisenstäbe zeigen bei gleichen magnetisirenden Kräften nahe dasselbe temporäre Moment, wie runde von demselben Querschnitt (im Gegensatz zu dem temporären Moment von Stahlstäben, welches bei prismatischen Stäben kleiner ist, als bei runden²⁾); ebenso verhalten sich Bündel von prismatischen Stäben, die ohne Zwischenräume zusammengefügt sind. Sind die prismatischen Stäbe durch Zwischenschichten, z. B. Messingstäbchen, von einander getrennt, oder sind sie in Röhrenform zusammengelagert, statt dicht aneinander gefügt, so wächst bei niederen namentlich mittleren Sättigungsgraden der Magnetismus schneller.

Dünnwandige Röhren von 130^{mm} Länge, 6 bis 28^{mm} äusserem Durchmesser, 0,13 bis $0,24^{\text{mm}}$ Blechdicke zeigen bei grösserem Durchmesser bei geringer magnetisirenden Kräften, namentlich aber bei mittleren Sättigungsgraden eine grosse Ueberlegenheit über massivere Stäbe von gleichem Gewicht. Bei noch stärkeren Magnetisirungen tritt eine Abnahme dieses Uebergewichtes ein.

Bei geringerem Durchmesser zeigen die Röhren etwas kleinere Magnetismen, als gleich schwere massive Stäbe.

¹⁾ v. Waltenhofen, Sitzungsber. d. Wiener Akad. Bd. LXI, II. Abthl. 19. Bd. 1870*; Carl, Repert. Bd. VI, S. 323. 1870*. — ²⁾ von Waltenhofen, Sitzungsber. der Wiener Akad. Bd. XLVIII, 2. S. 518; Pogg. Ann. Bd. CXXI, S. 450. 1864*.

betrug z. B. das Moment m bei verschiedenen Stromintensitäten i :

	$i =$	2	4	8	10	15
1. 6 ^{mm}	Stab $m =$	1,474	2,576	3,777	4,105	4,587
	Rohr $m =$	0,832	1,766	3,086	3,481	4,125
2. 28 ^{mm}	Stab $m =$	2,324	4,569	8,621	10,360	13,890
	Rohr $m =$	4,539	9,287	16,624	19,073	22,244

letzterem Rohr ist bei halber Sättigung ($i = 8$) das Moment so gross, wie bei einem Stabe von 13fachem Gewicht bei gleicher Intensität. Letzterer würde erst bei der Intensität ($i = 18$) die Sättigung erreichen. Bei grösseren Stromstärken überwiegt die Magnetisirung des Rohres nicht mehr in gleichem Maasse. Im Allgemeinen ist also zur Darstellung der Resultate dieser Versuche die obige Formel weniger geeignet, als für massive Stäbe.

Hohle Röhren verhalten sich mehr wie harte Stahlspäne, deren Moment wächst ihr Moment langsamer und ist kleiner; der Rückgang wie bei dünnen Eisendrähten. Zugleich ist die Abweichung der Magnetisirung von der Proportionalität mit der magnetisirenden Kraft, als bei massiven Stahlstäben (§. 310 u. figde.), die das anfänglichere Ansteigen der Magnetisirung in so hohem Grade zeigen.

Über das Verhalten hohler eiserner Röhren, welche in eine Magnetspirale eingelegt werden, hat auch v. Feilitzsch (l. c.) nach einer Methode, welche zu den §. 374 beschriebenen Messungen diente, eine Reihe von Versuchen angestellt. Er erhielt dabei im Wesentlichen folgende Resultate.

Bei dünnen Röhren nähert sich der Magnetismus, d. h. also das magnetische Moment, sehr bald einem Maximum.

Der Magnetismus der Eisenröhren nähert sich bei wachsender Stärke der galvanischen Ströme um so langsamer einem Maximum, je dicker dieselben sind.

Der Magnetismus in massiven und hohlen Eisenkernen von gleichem Durchmesser ist gleich gross, wenn in letzteren genug Eisenmasse vorhanden ist. — De Haldat¹⁾ hatte auf eine Weise schon früher gezeigt, dass eine vor dem Ende eines magnetischen Flintenlaufes schwingende Magnetnadel ihre Oscillationen nicht ändert, wenn man in den Flintenlauf Eisenstäbe einsetzt oder ihn durch einen ebenso dicken Eisenstab ersetzt. Ebenso zeigte er, dass das Gewicht eines Eisenrohres durch Ausfeilen von 280 Grm. auf 90 Grm. brachte, dass beim Herumleiten eines Stromes um das Rohr die Zahl der Schwingungen der vor demselben aufgestellten Magnetnadel nur von 15 bis 17 in der Secunde sich änderte.

¹⁾ De Haldat, Compt. rend. T. XVIII, p. 843. 1844*; T. XX, p. 20. 1845*; 'Acad. de Stanislas. 1838. p. 152; 1844. p. 4.

4. Werden die Eisencylinder am oberen Ende mit eisernen Deckplatten geschlossen, so ändert sich dadurch das in ihnen erzeugte Moment nicht.

5. Bei anderen Versuchen stellte von Feilitzsch zuerst eine, mehrere in einander geschobene hohle Röhren in der Magnetisirungspirale von Ost oder West der Magnetnadel gegenüber und componirte ihre Ablenkung durch einen, von der anderen Seite genäherten Stabmagnet.

Die Länge der Röhren betrug 110^{mm}, ihre Blechdicke 0,51^{mm}, ihr Umfang betrug:

1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.
97 ^{mm}	91,4	85,9	79,5	73,9	67,8	61,2

Die folgende Tabelle enthält einige der erhaltenen Resultate. derselben sind unter *I* die Intensitäten der Ströme angegeben, und das Moment der Röhre 1 allein (nach Abzug der Wirkung der Magnetisirungspirale); unter 2, 3 bis 7 die Zunahme des Momentes der genannten Röhren 1, 1 und 2 u. s. f., wenn die betreffende Röhre u. s. f. in dieselben eingeschoben wurde:

<i>I</i>	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.
121	110	123	13				
187	313	35	17				
270	518	45	14				
449	908	48	28				
790	1748	126	39				
1212	2639	272	60				
1826	3592	606	131	29			
2975	4742	1962	420	175			
5150	5690	3923	2210	609	319		
6783	6059	4651	3419	1813	635	283	151
8510	6347	5066	4087	2953	1566	781	335

Nach diesen Versuchen soll der Magnetismus um so tiefer in weiche Eisen eindringen, je grösser die Intensität der magnetisirenden Ströme ist, und zwar soll die Tiefe des Eindringens der Stromintensität proportional sein. In einem gewissen Abstand von der Oberfläche des Eisenkerns ist der Magnetismus desselben gleich Null. Proportional diesem Abstand von dieser unmagnetischen Schicht soll der Magnetismus aussen hin wachsen und an der Oberfläche des Eisens ein Maximum erreichen, welches für alle Stromstärken dieselbe Grösse hat.

man nun massive Eisenstäbe als Systeme fest in einander liegenden Röhren betrachten kann, so würde sich dieses Gesetz auch auf ausdehnen lassen.

würde so bei der Magnetisirung der Eisenstäbe durch eine Spitze die äusserste Hülle derselben bis zum Maximum magnetisirt sodann bei wachsender Stromstärke der Magnetismus immer tiefer liegen und auch die tiefer liegenden Schichten zum Maximum werden.

ess sind diese Resultate doch nur Annäherungen an die Bestimmung der wahren Vertheilung des Magnetismus in Eisenkernen, da bei Versuchen über den Magnetismus in einander geschobener Eisenröhren berücksichtigt ist, dass auch jede einzelne, durch den Strom durchflossene Eisenröhre in den benachbarten eine Magnetisirung im entgegengesetzten Sinne hervorruft, welche sich von der in derselben durch den Strom selbst erzeugten subtrahirt. Auf diese Weise wird bei dem Zusammenbau eines Eisenrohres in ein zweites der Magnetismus des Ganzen der Röhren nicht direct um den in jenem zweiten Rohr durch den Strom erzeugten Magnetismus vermehrt, sondern es stellt sich eine andere Vertheilung des Magnetismus her.

permanente magnetische Moment von massiven und hohlen Cylindern, welches sie bei der Magnetisirung bis zur Sättigung zeigen, ist dem entsprechend sehr verschieden. So fand Nobili¹⁾, bei zwei solchen Cylinder von gleichen äusseren Dimensionen, aber von 5 Grm. und 16 Grm. Gewicht auf gleiche Weise bis zur Sättigung magnetisirt, dass der erste die Nadel einer Bussole bei einer bestimmten Annäherung an dieselbe um 19° , der zweite nur um $9,5^{\circ}$ ablenkt. — Die Unterschiede der Härtung stellen der weiteren Durchföhrung dieser Versuche grosse Schwierigkeiten entgegen.

dem Inneren eines massiven Eisen- oder Stahlstabes oder eines Cylinders von in einander geschobenen Röhren scheint die Wechselwirkung einzelner, parallel liegenden Längsfasern so bedeutend zu sein, dass durch die durch den Strom bedingte Magnetisirung nahezu aufgewogen wird.

an den Rändern liegenden Längsfasern eines in eine Magnetisirung eingeleiteten Eisen- oder Stahlstabes haben nur von der inneren Seite des Stabes her neben sich parallele Fasern, die durch den magnetischen Strom in gleichem Sinne magnetisirt sind. Die von der äusseren ausgehende magnetische Wirkung auf die Randfasern vermag sie nicht ebenso stark entgegengesetzt zu magnetisiren, wie sie durch den Strom selbst im normalen Sinne magnetisirt werden. Sie behalten daher ihren normalen Magnetismus zum grossen Theil bei. Im Inneren des

¹⁾ Nobili, Antologia di Firenze, Pogg. Ann. Bd. XXXIV, S. 270. 1835.
 Hermann, Galvanismus. II.

Stabes ist aber jede Faser rings von anderen, durch den Strom im gleichen Sinne magnetisirten umgeben, und diese Fasern erzeugen dann in der ersteren eine so starke entgegengesetzte Magnetisirung, dass sie die Stromwirkung fast völlig aufhebt. Auch nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes findet dasselbe in Betreff der permanenten Magnetisirung statt. Deshalb zeigt ein elektromagnetischer Eisen- und permanent magnetisirter Stahlstab in seinen inneren Schichten kaum Magnetismus und Eisenfeile, die man auf seine Endflächen streut, haften nur an seinen Rändern.

Dass indess die durch die äusseren Kräfte erzeugte Magnetisirung der inneren Schichten, namentlich bei stärkeren magnetisirenden Kräften nicht völlig vernachlässigt werden darf, zeigen die Versuche über die permanente Moment massiver und hohler, zur Sättigung magnetisirter Stahlcylinder (§. 379) und die Tragkraft hohler Elektromagnete (s. v. S. 379).

Dieselben Erscheinungen zeigen sich auch, wenn man die Körper statt durch galvanische Ströme, durch Streichen magnetisirt. Schiebt man daher in einen hohlen harten Stahlcylinder einen massiven cylindrischen Stahlkern und sucht ersteren durch Streichen temporär und permanent zu magnetisiren, so behält nur die äussere Röhre permanenten Magnetismus; der Stahlkern bleibt unmagnetisch.

Je nach dem Verhältniss zwischen den auf die einzelnen Theile des magnetischen Körpers wirkenden magnetisirenden Kräften und der Wechselwirkung auf einander kann hierbei die temporäre und permanente Magnetisirung der verschiedenen Schichten des Körpers verschieden ausfallen. Wenn man z. B. in einen hohlen Stahlcylinder einen massiven weichen Eisencylinder schiebt und das System durch Streichen magnetisirt, so behält der Stahlcylinder nach dem Entfernen des Eisencylinders kaum Magnetismus¹⁾. Hier werden wahrscheinlich die Theile des Eisencylinders beim Streichen temporär stärker magnetisirt, als die des Stahlcylinders, und zerstören daher in letzterem durch ihre Rückwirkung den permanenten Magnetismus.

Diese Wechselwirkung zwischen den durch die Magnetisirung permanent magnetisirten und gegenseitig auf einander einwirkenden Schichten des elektromagnetischen Stabes zeigt sich auch recht deutlich durch folgenden Versuch von Poggendorff²⁾.

Als in eine horizontal liegende, 4" lange, 8" weite Spirale von 3 Pfund Kupferdrath von 1" Dicke eine hohle Eisenröhre, und in diese ein 4 $\frac{1}{2}$ " langer hohler Eisencylinder gelegt wurde, in welchen ein massiver Eisenkern, der willig hineinpasste, hineingeschoben war, so wurde als durch die Spirale der Strom von etwa 2 Grove'schen Elementen geleitet wurde, der massive Eisenkern aus dem Eisencylinder bis etwa Hälfte herausgestossen. Es überwiegt also in diesem Falle die ma

¹⁾ Harris, Phil. Mag. [4] Vol. II, p. 493. 1851°. — ²⁾ Poggendorff, Pogg. Bd. LXXIV, S. 240. 1849°.

rende Einwirkung des Stromes der äusseren Spirale auf den Eisenkern, welche ihm die gleiche Polarität, wie dem Eisencylinder, ertheilt, ist die magnetisirende Wirkung des letzteren auf ersteren, die ihm die entgegengesetzte Polarität ertheilen würde.

Ist aber einmal der Magnetismus auf diese Weise erzeugt, so überwiegt die Abstossung zwischen dem Eisenkern und Cylinder über die Anziehung des ersteren durch die Spirale.

Um die Wechselwirkung der einander parallelen Schichten eines Magnetes auf einander zu untersuchen, legte Coulomb 1 bis 10 parallelogrammatische Stahlbleche von 6 Zoll (16 Centimeter) Länge und $\frac{1}{2}$ Linien (21,1 Millimeter) Breite, die alle zur Sättigung magnetisirt waren, zu Bündeln zusammen. Sie wurden in der Torsionswaage aufhängt. Es ergab sich der Torsionswinkel, um den der sie tragende Drath gedreht werden musste, um sie um je 30 Grad aus dem magnetischen Meridian abzulenken:

Zahl der Bleche	1	2	4	6	8	12	16
Torsionswinkel	82	125	150	172	182	205	229

Es nimmt also das magnetische Moment viel langsamer zu, als die Zahl der Bleche. Dies rührt wiederum daher, dass die Bleche gegenseitig auf einander einwirken und in einander einen temporären Magnetismus erzeugen, welcher dem ursprünglichen entgegengesetzt ist.

Nimmt man die Bleche aus einander, so erweisen sich die mittleren schwächer magnetisch, als die auf den beiden Seiten liegenden.

So ergab sich bei einem Bündel von 4 Blechen der Torsionswinkel 0° , und nach dem Auseinandernehmen für das

oberste	zweite	dritte	unterste Blech
70°	44°	44°	60°

Das entsprechende Resultat ergab sich bei einem Bündel von 8 Blechen.

Es wird also durch die temporäre Magnetisirung hierbei auch das permanente magnetische Moment, namentlich der mittleren Bleche, welche auf beiden Seiten den temporär magnetisirenden Einflüssen der anderen ausgesetzt sind, dauernd geschwächt.

Bei wiederholtem Zusammenlegen wächst dann der Verlust an permanentem Magnetismus nicht mehr; die Lamellen zeigen nur während des Zusammenliegens eine temporäre Schwächung ihrer Momente.

Der temporäre Verlust der so constant gewordenen Lamellen beim mittelbaren Zusammenlegen ($x = 0$) und beim Annähern auf verschiedene Entfernungen x lässt sich nach Lamont (vgl. §. 365) durch folgende Formel

$$v = m \cdot \frac{1}{a + bx}$$

ausdrücken, wo a und b Constante sind, m der ursprüngliche Magnetis-

mus der Lamellen für sich ist. — Als z. B. Lamont¹⁾ zwei Uhrfedern von 103,1 Pariser Linien Länge, 8,0 Linien Breite, 0,2 Linien Dicke mit einem 25 pfündigen Stabe magnetisirte, sodann ihr Moment bestimmte, ergab sich das Moment derselben m_1 und ihr Verlust v beim Zusammenlegen

	m_1	v beob.	v berechn.
Beide für sich allein $31,7 + 32,7 =$	64,4	—	—
Beide zusammen $x = 0$	62,1	2,30	2,30
$x = 1,27$	62,70	1,70	1,67
$x = 2,54$	63,05	1,35	1,30
$x = 3,81$	63,4	1,00	1,08

Bei der Berechnung wurde $a = 28,00$, $b = 8,27$ gesetzt.

Einen permanenten Verlust hatten die Lamellen nicht erlitten. Wurden sie von Neuem magnetisirt, direct zusammengelegt und getrennt, so hatte jede einen Verlust von etwa $\frac{1}{16,7}$ ihres Momentes erlitten²⁾.

Ein ähnliches Resultat ergab sich beim Zusammenlegen von zwei Eisenlamellen von 43,2" Länge, 5,3" Breite, 0,4" Dicke, in einer langen Magnetisirungsspirale. Dieselbe wurde in der magnetischen Ostwestrichtung vor einer Spiegelbussole aufgestellt und durch Annähern einer anderen, vom Strom durchflossenen Spirale von der entgegengesetzten Seite die Ablenkung des Magnetes der Bussole compensirt. Die aus den Ablenkungen berechneten Momente m_1 derselben waren bei verschiedenen Zwischenräumen x :

	m_1	v beob.	v berechn.
Beide für sich allein $37,88 + 38,1 =$	75,98	—	—
Beide zusammen $x = 0$	44,25	31,73	31,74
$x = 0,93$	48,15	27,83	27,85
$x = 1,86$	50,90	25,08	24,67
$x = 2,79$	53,75	22,23	22,41

Die berechneten Werthe ergeben sich aus der obigen Formel, in der $a = 1,394$, $b = 0,360$ gesetzt wurde.

Auch beim Einbringen zweier Eisendräthe in eine Spirale ergaben sich analoge Resultate.

Bei anderen Versuchen wurden aus einer Tafel von Eisenblech von 0,385" Dicke drei Platten von resp. $L = 60, 40, 20$ " Länge und $B = 8,2, 5,25$ und $2,9$ " Breite geschnitten, so dass sich die Längen wie die Breiten wie $3 : 2 : 1$ verhalten. Die temporären Momente m beim Magnetisiren durch einen Strom und die Verluste v nach der Formel

$v = m \cdot \frac{1}{a + bx}$ ergaben sich bei verschiedenen Abständen x wie folgt:

¹⁾ Lamont, Magnetismus S. 108, 122 u. a. a. O. Leipzig 1867*; auch Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 242. 1861*. — ²⁾ Aehnliche Resultate erhielt Kulp, Pogg. Ann. Bd. CXXXV, S. 151. 1868*.

$J = 1$	2	3	1	2	3		2	2	2	
$B = 3$	3	3	2	2	2		1	2	3	
x	m	m	m	m	m	m	x	m	m	m
0	15,98	59,9	64,9	11,71	46,17	52,08	0	5,76	7,60	9,82
0,925	17,61	64,8	68,8	13,39	50,66	55,63	1,33	6,75	8,69	11,04
inzeln)	13,79	52,1	55,6	10,23	40,32	42,66	(einzeln)	4,80	6,75	8,71
$a = 1,35$	1,35	1,43	1,34	1,34	1,57		1,50	1,29	1,30	
$b = 0,40$	0,31	0,25	0,59	0,38	0,32		0,65	0,39	0,26	

Mit Abnahme der Breite wachsen also allmählich die Werthe a und b , bis sie zuletzt den Breiten umgekehrt proportional sind, mit Abnahme der Länge nimmt auch der Werth a zu, der Werth b ab.

Bei Uhrfedern ergeben sich im Allgemeinen grössere Aenderungen der Werthe a und b mit den Dimensionen und Stärke des magnetischen Elementes, wobei überhaupt die Verluste v an Magnetismus bei weniger inducirbaren Körpern kleiner sind. — Allgemeine Resultate sind hier kaum zu erwarten; auch fallen bei wiederholten Magnetisirungen, wo die Moleküle beweglicher werden, die Resultate namentlich bei Stahl ziemlich verschieden aus.

Bei einer anderen Reihe von Versuchen legte Lamont u. A. (l. c.) 383 bis 12 gleiche Lamellen auf einander, deren jede 43,2''' Länge, 3''' Breite und 0,4''' Dicke besass. Dieselben wurden in einer Spirale von 212 Windungen magnetisirt. Es ergab sich

Zahl der Lamellen	1.	2.	3.	4.	5.	6.
m	3,53	4,11	4,36	4,65	4,94	5,15
	7.	8.	9.	10.	11.	12.
m	5,39	5,61	5,83	6,05	6,27	6,44

Wenn der Magnetismus jeder Lamelle für sich gleich Eins gesetzt wird, ergibt sich beim Zusammenlegen aller 12 Lamellen aus obigen Formeln:

$$m_1 = m_{12} \quad m_2 = m_{11} \quad m_3 = m_{10} \quad m_4 = m_9 \quad m_5 = m_8 \quad m_6 = m_7$$

$$0,323 \quad 0,172 \quad 0,116 \quad 0,095 \quad 0,087 \quad 0,082$$

dass also die Lamellen an den Seiten nur etwa $\frac{1}{3}$, die in der Mitte $\frac{1}{12}$ ihres ursprünglichen Momentes bewahren.

Die Werthe m lassen sich hier durch die schon §. 365 erwähnte Potentialformel

$$m_n = a + b (c^{n-1} - c^{p-n})$$

gut darstellen, wo p die Zahl der Lamellen ist. Im vorliegenden Falle ist $a = 0,0821$, $b = 0,0241$, $c = 0,374$, $p = 12$.

Wurden 6 verschieden breite Lamellen von 0,3''' Dicke, 45,6''' Länge

438 Abwechselnde Magnetisirung der magnetischen Schichten.

und resp. 1 bis 6mal 2,3''' Breite nach einander in eine Magnetisirungspirale eingelegt (l. c.), so ergab sich ihr Moment entsprechend der §. 365 entwickelten Formel

$$M = \gamma (1 - \delta^n)$$

wo n die Breite der Lamelle, $a = 0,6930$, $p = 302$, $q = 1/3$ zu setzen ist. Dies zeigt die folgende Vergleichung der beobachteten und berechneten Resultate

Breite	1.	2.	3.	4.	5.	6.
M Beobacht.	2,69	4,05	5,04	5,77	6,52	7,12
M Berechn.	2,70	4,07	4,99	5,75	6,48	7,18

Auch die für das Moment (M) hohler Blechcylinder vom Radius r aus der Wechselwirkung der einzelnen Längfasern derselben berechnete Formel (§. 365), welche für weitere Cylinder mit Vernachlässigung des letzten Gliedes im Nenner in die Form

$$(M) = \frac{2r}{p_1 + q_1 \log 2r}$$

übergeht, prüfte Lamont an 7 hohlen Eisencylindern von 1,5^{mm} Blechdicke, die in einer Spirale magnetisirt wurden. Es ergab sich z. B.

$2r$	38,6	34,4	29,0	25,2	21,1	17,3	13,6
(M) (beob.)	64,92	59,90	53,70	47,87	43,26	35,65	32,42
(M) (berechn.)	65,09	59,97	53,22	48,34	42,93	37,76	32,56

wo $p_1 = - 0,0210$, $q_1 = 0,3870$ gesetzt wurde.

384 Zuweilen treten indess in Folge der Wechselwirkung der einzelnen Schichten abwechselnde Magnetisirungen derselben ein. Als Mauritius¹⁾ Stahlmagnetstäbe allmählich in Salpetersäure auflöste und ihr Moment durch Ablenkung einer Magnetnadel bestimmte, sank Anfangs das Moment stark, stieg bei weiterem Abätzen der Oberflächenschichten wieder und sank endlich von Neuem.

Diese Erscheinungen zeigen sich wesentlich nur bei weichen, nicht bei harten Stäben, weniger bei starken Magnetisirungen durch Streichen und nach dem Erschüttern der Stäbe. — Wird ein weicher Stab während des Abätzens erschüttert, so wiederholt sich dieselbe Erscheinung. — Sind die Stäbe bis zur einer gewissen Dicke abgeätzt, so ist bei weiterer Abätzung das Moment nahezu dem Querschnitt proportional.

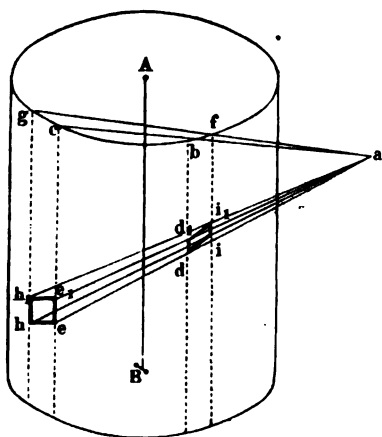
Hier rufen die stark permanent magnetisirten äusseren Schichten in dem Inneren eine entgegengesetzte temporäre Magnetisirung hervor, die das in ihnen erzeugte permanente Moment umkehrt. Werden daher die Oberflächenschichten bis zu einem gewissen Grade entfernt, so kann die frühere permanente Magnetisirung durch Rückkehr der Theil-

¹⁾ Mauritius, Programm des Gymnasiums in Coburg 1864*.

en in ihre frühere Gleichgewichtslage wieder eintreten; ähnlich wie ein Stahlmagnet unter Einfluss einer entgegengesetzt magnetisirenden Kraft einer vom Strom durchflossenen Spirale temporär einen seiner entgegengesetzten Magnetisirung entgegengesetzten Magnetismus zeigen kann, während doch nach Aufhebung der äusseren magnetisirenden Kraft der Magnetismus im früheren Sinne wieder hervortritt.

Legt man in einen hohlen Eisencylinder eine Magnetisirungsspirale, 385 zeigt das aus beiden gebildete System beim Durchleiten eines Stromes

Fig. 194.



durch die Spirale nur einen sehr schwachen Magnetismus, indem jeder Punkt des Eisencylinders von den ihm zunächst liegenden und den ihm diametral gegenüber liegenden Theilen der Spirale entgegengesetzten Magnetismus erhält, und sich so die Wirkungen von einander subtrahiren. Zugleich erhält hierbei der Cylinder einen entgegengesetzten Magnetismus, wie wenn er von aussen von der Magnetisirungsspirale umgeben wäre¹⁾. Dies zeigen auch

1. einige Versuche von Petrina²⁾, bei denen er einen Eisencylinder einer auf eine Pappöhre gewundenen Spirale umgab und eine äussere engere Spirale von gleicher Drahtlänge in ihn hineinschob. Ablenkungen der Nadel eines Magnetometers ergaben sich, als die Spiralen mit dem Eisencylinder mit ihrer Axe in einer auf dem magnetischen Meridian senkrechten Linie vor demselben angebracht wurden, durch die Spiralen ein Strom von stets gleicher Intensität geleitet wurde, wie folgt:

- | | |
|-------------------------------------|-------------|
| 1) Die innere Spirale allein . . . | 30 Minuten, |
| 2) dieselbe mit Eisencylinder . . . | 15 " |
| 3) die äussere Spirale allein . . . | 40 " |
| 4) dieselbe mit Eisencylinder . . . | 320 " |

Parrot, *Bullet. de St. Petersb.* T. I, p. 121; Doves *Rept.* Bd. I, p. 274*; Moser, *Ann. Chem. Phys.* Bd. LXXVIII, S. 231. 1853*. — ²⁾ Petrina, *Ber. Bd. XIII*, S. 333. 1854*; vergl. auch Liats, *Mém. de Cherbourg* T. II, S. 1854*; *Fortschr. der Physik.* 1854. S. 582*.

Die elementare Erklärung dieser Erscheinungen ist folgende:

Wir wollen die Spirale als einen Cylinder von Metall ansehen, der in der gegen seine Axe AB , Fig. 194, senkrechten Richtung vom galvanischen Strom durchflossen ist. a sei ein Punkt des die Spirale umgebenden Eisencylinders. Legen wir durch a zwei der Axe AB parallele, unendlich nahe an einander liegende Ebenen $abcde$ und $afghi$, sodass eine Ebene $aAgcbf$ senkrecht gegen die Axe des Cylinders und zwei um den Winkel $d\varphi$ gegen einander geneigte, auf den ersten zwei Ebenen senkrechte Ebenen $aihed$ und $ai_1h_1e_1d_1$, so sind die Wirkungen der von den Strömen durchflossenen Vierecke hh_1ee_1 und $dd_1i_1i_1$ auf den Punkt a gleich:

$$W = \left(\frac{hh_1ee_1}{ah^2} \sin cea \cdot \sin cga - \frac{dd_1i_1i_1}{ai^2} \sin bda \cdot \sin bfg \right).$$

Nun ist $\sin cea = \sin bda$, $\sin cga = \sin bfg$, ferner $hh_1ee_1 = gc \cdot hh_1$, $dd_1i_1i_1 = bf \cdot i_1i_1$. Da nun $hh_1 : i_1i_1 = ah : ai = ag : af = gc : bf$, $= h_1e_1 : d_1i_1$ sich verhält, so verhält sich auch $hh_1ee_1 : dd_1i_1i_1 = ah^2 : ai^2$. Setzen wir diese Verhältnisse in die Gleichung ein, so erhalten wir $W = 0$.

Wird die Spirale in lauter einzelne Vierecke wie hh_1ee_1 und $dd_1i_1i_1$ zerlegt, und ist sie so lang, dass man annehmen kann, dass die Wirkung derjenigen Punkte an ihren Enden verschwindend klein ist, in denen die von a aus gezogenen Linien ihre Oberfläche nur einmal treffen, so ist die gesammte Spirale keine magnetisirende Wirkung auf das Theilchen a des dieselbe umgebenden Eisencylinders aus. Derselbe bleibt unmagnetisch. In der Praxis ist die letztere Voraussetzung nicht völlig erfüllt und der Eisencylinder zeigt eine schwache Magnetisirung.

386 Legt man in eine Spirale einen Eisenstab, bestimmt seine Magnetisirung, z. B. durch Anziehung eines Ankers, und umgibt sodann die Spirale noch mit einer Eisenhülle, welche man auch einerseits mit dem Eisenstab verbinden kann, wie bei dem Magnet von Guillemin und Romershausen (§. 270), so zeigt der so gebildete Magnet eine viel größere Tragkraft und Anziehung, als der Eisenstab allein. Auch hier magnetisirt die Spirale selbst die sie umgebende Eisenhülle eben so wenig wie ohne den eingelegten Eisenstab, da durch letzteren die Wirkung derselben auf die Hülle nicht geändert werden kann, eben so wenig wie die Anziehung zweier Himmelskörper auf einander durch Dazwischentreten eines Dritten gehemmt wird. Durch den im Inneren der Spirale magnetisirten Eisenstab wird aber indirect die ihm gegenüberliegende Eisenhülle magnetisch, so dass sie an dem Ende der Spirale, wo jener einen Nordpol zeigt, einen Südpol erhält. Durch die Rückwirkung auf die Theilchen des Eisenstabes werden dann auch diese stärker magnetisch als ohne die Eisenhülle.

Dass in der That durch die Wirkung der Spirale in der äusseren Eisenhülle keine andere Magnetisirung erzeugt wird, als wenn der inneren

Eisenkern fehlte, kann man durch eine etwas abgeänderte Form des Versuches darthun. Man schiebt in eine Magnetisirungsspirale einen Eisenstern, der etwas länger als doppelt so lang als erstere ist, so dass sein oberes Ende mit der unteren Fläche der Spirale in einer Ebene liegt, und bestimmt die Tragkraft desselben. Schneidet man nun den über der Spirale befindlichen Theil des Eisenstabes der Länge nach auf und biegt beide Hälften auf der Aussenseite der Spirale nach unten, so dass der Stab jetzt einen Dreizackmagnet darstellt, so hat sich dabei die Tragkraft des Stabes im Inneren der Spirale allein nicht geändert¹⁾.

Bei Verbindung aller drei Schenkel des Magnetes durch einen Anker ist selbstverständlich die Tragkraft grösser.

3. Einfluss der Länge.

Lenz und Jacobi²⁾ haben hierüber einige Versuche angestellt, 387 indem sie zugleich die Vertheilung des Momentes der einzelnen Theile der Stäbe nach der §. 285 mitgetheilten Methode untersuchten. Sie schnitten in eine 4 Fuss lange, zur Vermeidung der Inductionsströme der Länge nach aufgeschlitzte und mit übersponnenem Kupferdrath bewickelte Messingröhre sieben verschiedene Eisencylinder von $1\frac{3}{4}$ Zoll Durchmesser und 1, $1\frac{1}{2}$, 2, $2\frac{1}{2}$, 3, $3\frac{1}{2}$ und 4 Fuss Länge ein. Nur durch den Theil des Drathes auf der Messingröhre, welcher jedesmal über dem Eisenkern lag, wurde ein Strom geleitet, dessen Intensität an der Tangentenbussole bestimmt war. Ueber die Drathwindungen wurde eine kleine, 1 Zoll lange Inductionsspirale von 123 Drathwindungen geschoben, deren Enden mit einem empfindlichen Galvanometer verbunden war. Zuerst wurde die Intensität des in letzterer beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes inducirten Stromes gemessen, als noch kein Eisenkern in die magnetisirende Spirale eingelegt war, sodann, als der Eisenkern eingeschoben war. Es wurde die Annahme gemacht, dass die Differenz der beobachteten Intensitäten dem beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes verschwindenden Magnetismus des Eisenkerns, also richtiger dem temporären Moment seiner Theile an der gerade unter der Mitte der Inductionsspirale stehenden Stelle proportional ist (§. 284).

Diese Annahme ist indess nicht ganz richtig, sondern auch das Verwinden des Magnetismus der zu beiden Seiten dieser Stelle liegenden Theile des Eisenstabes inducirt in der Inductionsspirale einen Strom. Wie wir aus den Beobachtungen ersehen, die Momente gegen die Pole des Stabes hin immer schneller abfallen, sind die Intensitäten der Inductionsströme kleiner, als es die Proportionalität mit dem Moment

¹⁾ Nicklès, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXVII, p. 399. 1853*; Electrostat. p. 105*. — ²⁾ Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. Bd. LXI, S. 275 u. 448. 1844*.

des in der Mitte der Inductionspirale liegenden Theiles des Stabes dert und zwar sind sie relativ um so kleiner, je weiter man gegen Ende des Stabes vorrückt ¹⁾).

Vermittelst dieser Methode haben Lenz und Jacobi die in § der Tabelle verzeichneten Werthe erhalten. In derselben bezeich das jedesmal beobachtete Moment der einzelnen Stellen des Stabes, Abstand derselben von der Mitte des Stabes in 24stel Zollen, l die des Stabes. Alle Zahlen in der Tabelle sind mit 100000 multiplici

¹⁾ Vgl. Anm. zu §. 285.

m beobachtet	m berechnet nach der Formel			x	m beobachtet	m berechnet nach der Formel		
	$m = \frac{a - bx^2}{(\mu^x + \mu^{-x})}$	$m = a - b.$	$\frac{m}{\sqrt{\frac{l}{2} - x}}$			$m = \frac{a - bx^2}{(\mu^x + \mu^{-x})}$	$m = a - b.$	$\frac{m}{\sqrt{\frac{l}{2} - x}}$
Stab I. l = 1 Fuss				Stab V. l = 3 Fuss				
7171	7173	7125	2070	0	36785	37415	36974	—
6967	6968	6860	2343	3	36677	37208	36965	—
6322	6326	6369	2384	7	36081	36289	36054	—
5528	5512	5556	2472	11	34966	34634	34666	—
4416	4427	4365	2550	15	32804	32243	32584	—
2530	3071	2676	2530	19	29626	29117	29682	—
				23	25685	25256	25854	—
				27	20820	20659	14579	—
				31	14637	15327	6598	—
				35	6192	9258	—	—
Stab II. l = 1 1/2 Fuss				Stab VI. l = 3 1/2 Fuss				
13485	13549	13427	—	0	43471	43681	43445	67077
13213	13267	13185	—	5	42999	43191	43051	70690
12771	12765	13752	—	9	42130	42095	42050	73340
12001	12012	12080	—	13	40620	40372	40514	75930
11081	11006	11144	—	17	38322	38022	38349	76644
9888	9754	9903	—	21	35375	35045	35511	77195
8901	8248	8310	—	25	31979	31442	30924	77560
6354	6491	6299	—	29	27480	27213	27514	76216
3621	4474	3787	—	33	22098	22356	22155	73660
Stab III. l = 2 Fuss				37	15730	16874	15672	70347
20811	20896	20711	42450	41	6163	10764	7991	61630
20608	20637	20504	44960	Stab VII. l = 4 Fuss				
19412	19488	19495	47065	0	52690	53038	52802	77595
17470	17419	17602	48456	3	52596	52867	52592	78405
14706	14331	14692	49020	7	52051	52130	51851	81292
10559	10524	10546	47004	11	50503	50803	50579	83026
4557	5714	4868	45570	15	49014	48886	49074	85322
Stab IV. l = 2 1/2 Fuss				19	46793	46376	46846	86873
26736	28918	28652	—	23	43968	43281	43987	87939
26150	28286	28094	—	27	40275	39596	40430	87685
26836	26869	26864	—	31	36108	35320	36088	87575
24813	24642	24863	—	35	30902	30454	30857	85705
21899	21606	21956	—	39	24756	24998	24706	82518
17909	17761	17996	—	43	17078	18953	17186	76374
12798	13105	12706	—	47	6888	12317	8556	6888
5624	7741	5843	—					

In der Formel $m = a - b (\mu^x + \mu^{-x})$ ist

für Stab	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.
	$a = 0,09363$	$0,18675$	$0,31671$	$0,40588$	$0,49598$	$0,64888$	$0,72682$
	$\log. b = 8,04910$	$8,41921$	$8,73815$	$8,77625$	$8,79986$	$9,02921$	$9,00172$
	$\log. \mu = 0,06940$	$0,04349$	$0,02916$	$0,02590$	$0,02354$	$0,01730$	$0,01692$

388 Vertheilung der Momente in den Stäben. Entsprechend den Betrachtungen des §. 356 sind diese Beobachtungen mit der theoretischen Formel der Kettenlinie $m = a - b(\mu^x + \mu^{-x})$ verglichen¹⁾ indess zu beachten ist, dass die Bedingungen der Versuche nicht mit den bei der Entwicklung der Formel gestellten Forderungen stimmen, da die magnetisirende Kraft nicht auf den ganzen Querschnitt der Stäbe gleich stark wirkt. — Als Annäherungsformel bedient sich Lenz und Jacobi der aus obiger Formel durch Entwickeln der Werthe μ^x und μ^{-x} in Reihen und Vertauschung der Constanten unter Vernachlässigung der die höheren Potenzen enthaltenden Glieder resultirenden Formel

$$m = a - bx^2$$

wo a und b Constante sind.

Bei der Berechnung sind die an den Enden der Stäbe erhaltenen Resultate nicht mit in Betracht gezogen, da an ihnen nicht auf beiden Seiten der Inductionspirale die Masse des Eisenstabes vorhanden ist, so dass die beobachteten Werthe viel zu klein ausfallen würden. Nach obiger Formel würde also die Vertheilung der temporären magnetischen Momente in weichen Eisenstäben, die ihrer ganzen Länge nach von der Magnetisirungsspirale bedeckt sind, durch eine Kettenlinie annähernd durch einen Parabelbogen dargestellt werden, dessen senkrechte Achse durch die Mitte des Magnetes und senkrecht gegen denselben gezogen ist, während die Abstände der einzelnen Punkte des Magnetes von seiner Mitte als Ordinaten dienen. Die auf jeder Stelle des Magnetes errichteten, seinen Momenten an denselben Stellen entsprechenden Lothe stellen die dazu gehörigen Abscissen dar.

Vergleicht man die Momente m_0 der in der Mitte der verschiedenen Stäbe befindlichen Theile, während die Stäbe an allen Enden gleichen magnetisirenden Kräften ausgesetzt sind, so findet man in den Versuchen von Lenz:

Länge l	m_0	m_0 bor. n. d. Formel $m_0 = a - 2b$	$\frac{m_0}{l\sqrt{l}}$
1	7171	7125	7171
1,5	13485	13427	7340
2	20811	20711	7357
2,5	28736	28652	7267
3	36785	36974	7079
3,5	43471	43445	6639
4	52690	52602	6539

Aus der Formel der Kettenlinie würden diese Momente

¹⁾ v. Rees, Pogg. Annal. Bd. LXX, S. 1. 1847*.

n, wenn man in derselben $x = 0$ setzt. Dann ist $m = a - 2b$,
 die Zahlen der dritten Columnne der Tabelle berechnet sind.

ub¹⁾ hat versucht, diese Beziehungen zwischen den Momenten der
 eines Stabes auf eine andere Art darzustellen, als es bisher
 ben ist. Er stellt folgende empirische Sätze auf: 389

Der an den einzelnen Stellen der Eisenstäbe erregte Magnetis-
 d. h. das temporäre magnetische Moment daselbst, ist der
 twurzel der Abstände derselben von dem ihnen zunächst liegenden
 des Stabes proportional. Bezeichnet λ diesen Abstand, m das

t, so müsste $\frac{m}{\sqrt{\lambda}}$ eine constante Grösse sein. Ist der Abstand
 r Mitte des Stabes x , die Länge desselben l , so ist $\lambda = \frac{1}{2}l - x$.
 müsste der Werth $\frac{m}{\sqrt{\frac{1}{2}l - x}}$ constant sein. Auf diese Weise sind die

in der fünften Reihe der Tabelle (§. 387) berechnet. — Wenn-
 die Quotienten von den Polen ab erst eine regelmässige Zunahme
 nn wieder eine Abnahme gegen die Mitte des Stabes zeigen, sind die
 hungen noch nicht allzu bedeutend. Die Formel $m = const \sqrt{\frac{1}{2}l - x}$
 aber für positive und negative Werthe von x andere Werthe für
 gnetische Moment geben, so dass sie jedenfalls nur für jede Hälfte
 bes gelten würde. Ferner würde für $x = \frac{1}{2}l$ das Moment $m = 0$
 i. das Moment der am Ende der Stäbe liegenden Theile Null sein,
 e Stäbe könnten an ihren Endflächen keinen freien Magnetismus
 was nicht mit der Erfahrung übereinstimmt.

e Curve, welche nach der Formel $m = const \sqrt{\frac{1}{2}l - x}$ die Werthe
 angäbe, würde zwei Parabeln darstellen, deren Abscissenaxen mit
 gnet zusammenfielen, deren Ordinaten die magnetischen Momente
 en einzelnen Stellen bezeichneten. Ihre Scheitelpunkte lägen an
 len des Magnetes. In der Mitte des Stabes würden beide Parabeln
 entreffen, und die ganze Curve der Magnetisirung hätte daselbst
 lötzlichen Bruch, so dass sich hiernach die magnetischen Momente
 ilchen des Magnetes in seiner ganzen Länge nicht stetig ändern

Der in der Mitte der verschieden langen Stäbe erregte Magne-
 (das temporäre Moment daselbst) ist bei gleicher Gesammtinten-
 magnetisirenden Kraft der Quadratwurzel aus ihrer Länge pro-

l. Hiernach müssten die Werthe $\frac{m_0}{l \sqrt{l}}$ der Tabelle §. 388 con-
 n. Sie nehmen indess langsam mit der Länge der Stäbe ab.

3. Aus den Sätzen 1 und 2 würde folgen, dass das Moment verschieden langen Stäbe an Stellen, die gleich weit von ihren entfern sind, constant dasselbe bleibt, vorausgesetzt, dass die an ganzen Stäbe wirkenden magnetisirenden Kräfte dieselben sind. Satz wird durch die folgende, von Dub aus den Versuchen von berechnete Tabelle belegt, in der jene Momente verzeichnet sind.

Länge der Magnete.	Abstand der Punkte vom Ende jedes Mag				
	4,5"	6,5"	8,5"	12,5"	16,5"
1'	3433				
1,5	3693	4404	4506		
2	3676	4368	4852		
2,5	3581	4380	4962	5630	
3	3470	4281	4771	5828	6113
3,5	3150	3926	4568	5475	6017
4	3094	3863	4513	5496	6127

Ueber die theoretische Bedeutung dieser Sätze haben wir §. 370 das Nöthige gesagt.

390

Momente der ganzen Stäbe. Bestimmt man mittelst der Formel $m = a - bx^2$ oder der Formel der Kettenlinie die Intensitäten aller Inductionsströme, welche man erhält, wenn die 1 Zoll lange Inductionsspirale (§. 387) je um ihre Länge auf einem Stabe von der Länge L nach allen seinen Punkten verschoben wird, und nimmt man die Summe dieser Werthe, so giebt sie die Summe der Momente sämmtlicher Stäbe, d. h. das gesammte magnetische Moment an, welches man erhält, während alle Theile desselben (mit Ausnahme der Enden) in gleicher Weise mit Drathwindungen bedeckt, also gleichen magnetischen Kräften ausgesetzt sind. Dieselben Werthe erhält man, wenn die Stäbe ihrer ganzen Länge nach mit einer Inductionsspirale bedeckt sind, welche n fache Windungszahl hat, wie die bei den ersten Versuchen verwendete kurze Spirale.

Als nun Lenz und Jacobi auf die mit den Magneten umwickelten Eisenkerne so viele Inductionsrollen von je 6 Zoll Durchmesser schoben, dass sie ganz von ihnen bedeckt waren, und die Inductionen der beobachteten Intensitäten der Inductionsströme auf verschiedenen Längen der Eisenkerne proportionale Windungszahl und gleichen Abstand des Schliessungskreises vornahmen, erhielten sie in der That dieselben Werthe, welche den aus obigen Formeln berechneten nahezu gleich kamen. Die (mit 100000 multiplicirten) Gesammtmomente M der Stäbe sind nämlich

No	<i>M</i> aus obigen Versuchen berechnet nach der Formel		<i>M</i> direct beobachtet	Verhält- niss	$c \frac{M}{l^2}$	$\frac{M}{l^2 \sqrt{l}}$
	$M = \Sigma(a - bx^2)$	$M = \Sigma[a - b(\mu^x + \mu^{-x})]$				
	66686	65842	63932	100	100	100
5	189074	181716	182294	285	127	108
	369168	368690	365812	572	143	101
5	640294	635252	620218	970	155	98,1
	989836	989456	958518	1500	166	96,1
5	1351770	1349276	1298939	2031	165?	88,6
	1866582	1856164	1741820	2724	170	85,2

Es stimmen mithin die aus den ersten Beobachtungen nach der einen oder anderen Formel berechneten und direct beobachteten Werthe gut einander überein.

Versucht man die Momente der ihrer ganzen Länge nach mit der magnetisierungs- spirale bewickelten Stäbe von der Länge $2L$ und Dicke d die Ablenkung einer Magnetnadel zu bestimmen, die ihnen in der Längung ihrer von Ost nach West gerichteten Axe gegenüber gestellt 391 l , so erhält man ähnliche Resultate.

Berechnet man z. B. aus meinen §. 311 erwähnten Versuchen für Stromintensität 40 die Momente M und M_1 der verschiedenen Magnetstäbe von der Länge $2L$, deren Polabstand 2λ ist, nach der Formel

$$M = \frac{(r^2 - L^2)^2}{2r} \operatorname{tg} \alpha \text{ oder } M_1 = \frac{(r^2 - \lambda^2)^2}{2r} \operatorname{tg} \alpha$$

(§1), wo r die Entfernung der Mitte des Magnetes von der vor dem schwebenden, um den Winkel α abgelenkten Magnetnadel ist, so erhält man nach §. 281 Werthe, zwischen denen das wirkliche Moment der Stäbe liegt. Bei geraden Stäben ist etwa $\lambda = 0,72l$ zu setzen (s. u.). Dividirt man die Werthe M und M_1 durch die Windungszahl w der Spiralen, so erhält man die Momente n und n_1 welche die Stäbe annehmen, wenn unter der Voraussetzung der Constanz der Windungszahl $\frac{M}{J}$ auf einen jeden derselben die gleiche magnetisirende Kraft wirkt. Dividirt man n und n_1 durch l , so erhält man Grössen, welche frei, auf den Magneten aufgehäuften Magnetismen nahezu proportional sind. Die durch Division letzterer Werthe durch die Quadratwurzel l erhaltenen Quotienten sind in der Tabelle unter s und s_1 verzeichnet:

d	$2L$	M	M_1	n	n_1	s	s_1
10,3	1000 ^{mm}	10,14	11,41	20,25	22,80	$640,4 \times 100$	$72,10 \times 100$
	500	2,37	2,46	9,56	9,95	$640,4 \times 133,5$	$72,10 \times 123,4$
	250	0,48	0,49	3,69	3,74	$640,4 \times 145,9$	$72,10 \times 131,0$
31,7	1002	16,79	17,62	47,03	49,37	$148,1 \times 100$	$155,7 \times 100$
	493,8	3,22	3,32	18,01	18,56	$148,1 \times 110,7$	$155,7 \times 108,4$
	247	0,59	0,61	6,68	6,85	$148,1 \times 116,2$	$155,7 \times 144$
	1002		20,20		58,48		187×100
	500		3,08		18,32		$187 \times 90,4$

Die letzten beiden Werthe beziehen sich auf hufeisenförmige Stäbe bei denen für die Berechnung L gleich dem halben Abstand ihrer Schenkel gesetzt wurde. Während also bei den geraden Stäben die Werthe n und s_1 mit abnehmender Länge der Stäbe zunehmen, nehmen sie bei hufeisenförmigen Stäben ab.

392 Dub¹⁾ hat einige Stäbe der ganzen Länge nach mit Drathwindungen umgeben, und sie dann durch Ströme von solcher Intensität magnetisirt, dass dieselbe der Zahl der Windungen umgekehrt proportional war, also die gesammte auf die ganzen Stäbe wirkende magnetisirende Kraft constant blieb. Vor dem einen Ende der von Ost nach West gerichteten Stäbe war in 21" Entfernung eine Magnetnadel aufgestellt. — Aus den von Dub beobachteten Ablenkungen derselben kann man die Momente der Stäbe nach der Formel

$$M_0 = \frac{(r^2 - l^2)^2}{2r} \operatorname{tg} \alpha$$

berechnen, wo r die Entfernung der Mitte der Stäbe von der Magnetnadel, l ihre halbe Länge (oder der halbe Abstand ihrer Pole) ist. Will man dann die Momente M der Stäbe angeben, welche sie erhielten, wenn die magnetisirende Kraft auf alle ihre einzelnen Theile gleich wirkte, so müssen die berechneten Werthe noch mit der Zahl der Windungen oder Länge der Stäbe multiplicirt werden.

Auf diese Weise ergeben sich z. B. folgende Resultate:

$\operatorname{tg} \alpha$	$2l$	M	$c \frac{M}{l^2}$	$c \frac{M}{l^2 \sqrt{l}}$
0,34	6"	100 (100)	100	100 (100)
0,61	12	476,6 (490,8)	119	84 (86,7)
0,81	18	1193,1 (1279,0)	132	76,5 (86,7)
0,88	24	2091,6 (2356)	130?	65,3 (76,6)

Die in Klammern gesetzten Werthe ergeben sich hier, wie in d

¹⁾ Dub, Elektromagnetismus S. 266; Pogg. Ann. Bd. CII, S. 208. 1857*.

Tabellen, wenn für L der Werth λ , d. h. der halbe Abstand der Stäbe ist, welcher sich aus den Versuchen von Lenz und (vgl. §. 395) etwa gleich $0,74 L$ ergibt. Da die Stäbe nicht weit von dem abgelenkten Magnet entfernt sind, so würden die Resultate zwischen den auf die eine oder die andere rechneten Werthen liegen (vgl. §. 281).

In einer anderen Versuchsreihe wurden weiche Eisenstäbe von 1 Zoll ihrer ganzen Länge l nach mit der Magnetisirungsspirale umrennen, in ostwestlicher Lage vor einem magnetisirten Stahlspiegel so, dass ihre Mitte vom Spiegel um die Entfernung $r = 9$ Fuss

Bei Anwendung gleicher magnetisirender Ströme ergeben sich Ablenkungen α und Momente M wie folgt¹⁾:

Dub (Pogg. Ann. Bd. CXX, S. 557 u. figde. 1863*) hat aus obiger Beobachtung und einer anderen, bei welcher die verschieden langen Magnetstäbe in verschiedenen, ihrer Länge proportionale Entfernungen vor dem abgelenkten Magnetenspiegel waren, abgeleitet, dass im ersteren Fall (1) der Werth $\frac{\alpha}{l^2 \sqrt{l}}$, im zweiten Fall (2) $\frac{\alpha}{l}$ constant ist, wenn α und α_1 die Tangenten der Ablenkungswinkel des Stabes sind. — Ist μ der freie, an den Polen des Stabes angehäufte Magnetismus, und λ die Entfernung der Pole 2 λ , so ist

$$\alpha = k \left(\frac{\mu}{(r + \lambda)^2} - \frac{\mu}{(r - \lambda)^2} \right) = k \frac{4 \mu r \lambda}{(r^2 - \lambda^2)^2},$$

Constante ist. Nach dem ersten Satz soll nun $\frac{\alpha}{l^2 \sqrt{l}}$ constant sein. Da nun α proportional (etwa gleich $0,7 l$) ist, so folgt hieraus

$$\mu = l \sqrt{l} (r^2 - \lambda^2)^2 \cdot Const \dots \dots \dots 1)$$

Die zweite Reihe wäre l oder λ proportional r , also $r = n \lambda$, daher

$$\alpha_1 = k_1 \frac{4 \mu n \lambda^2}{(n^2 - 1)^2 \lambda^4}$$

Da wieder $\alpha_1 \sqrt{l}$ constant sein soll, so muss, da λ proportional l , n constant sein, in diesem Falle

$$\mu = l \sqrt{l} \cdot Const \dots \dots \dots 2)$$

Die beiden Gleichungen 1) und 2) können nur neben einander bestehen, wenn in 1) λ verschwindet; was wohl anzunehmen ist, wenn $r = 9$ Fuss, $l = 0,5$ Fuss, $\lambda = 0,36$, nicht aber, wenn $r = 2$, $\lambda = 1,4$ Fuss ist. Sind im ersteren Falle μ gleich, so müssten sie sich im zweiten wie 10 : 9,5 verhalten. — Selbstverständlich sind übrigens nicht Sätze wie die obigen, sondern allein die aus denselben resultirenden Momente der Stäbe für ihr magnetisches Verhalten maassgebend.

Es gilt von folgenden anderen, ebenfalls von Dub auf ähnliche Weise gefundenen Sätzen:

1) Bei verschiedenen langen Stäben bei gleichbleibendem Abstand der Mitte der Stäbe vom abgelenkten Magnet ist die Intensität des magnetisirenden Stromes in dem Stäbe umgekehrt proportional der Länge l proportional der Windungszahl n zumimmt, $\frac{\alpha}{l}$ constant; wo α_1 die Tangente des Ablenkungswinkels der dem Stäbe

2) Die Ablenkung α ist proportional der Länge l der Stäbe, wenn die Spirale bei verschiedenen langen Stäben stets gleiche Stromstärke hat und die Stromstärke stets dieselbe bleibt.

3) Die Ablenkung α ist proportional der Länge l der Stäbe, wenn die Spirale bei verschiedenen langen Stäben stets gleiche Stromstärke hat und die Stromstärke stets dieselbe bleibt.

4) Die Ablenkung α ist proportional der Länge l der Stäbe, wenn die Spirale bei verschiedenen langen Stäben stets gleiche Stromstärke hat und die Stromstärke stets dieselbe bleibt.

5) Die Ablenkung α ist proportional der Länge l der Stäbe, wenn die Spirale bei verschiedenen langen Stäben stets gleiche Stromstärke hat und die Stromstärke stets dieselbe bleibt.

6) Die Ablenkung α ist proportional der Länge l der Stäbe, wenn die Spirale bei verschiedenen langen Stäben stets gleiche Stromstärke hat und die Stromstärke stets dieselbe bleibt.

7) Die Ablenkung α ist proportional der Länge l der Stäbe, wenn die Spirale bei verschiedenen langen Stäben stets gleiche Stromstärke hat und die Stromstärke stets dieselbe bleibt.

8) Die Ablenkung α ist proportional der Länge l der Stäbe, wenn die Spirale bei verschiedenen langen Stäben stets gleiche Stromstärke hat und die Stromstärke stets dieselbe bleibt.

9) Die Ablenkung α ist proportional der Länge l der Stäbe, wenn die Spirale bei verschiedenen langen Stäben stets gleiche Stromstärke hat und die Stromstärke stets dieselbe bleibt.

10) Die Ablenkung α ist proportional der Länge l der Stäbe, wenn die Spirale bei verschiedenen langen Stäben stets gleiche Stromstärke hat und die Stromstärke stets dieselbe bleibt.

11) Die Ablenkung α ist proportional der Länge l der Stäbe, wenn die Spirale bei verschiedenen langen Stäben stets gleiche Stromstärke hat und die Stromstärke stets dieselbe bleibt.

d	$2L$	M	M_1	n	n_1	z
10,3	1000 ^{mm}	10,14	11,41	20,25	22,80	640,4 × 1
	500	2,37	2,46	9,56	9,95	640,4 >
	250	0,48	0,49	3,69	3,74	640
31,7	1002	16,79	17,62	47,03	49,37	1
	493,8	3,22	3,32	18,01	18,56	
	247	0,59	0,61	6,68	6,8	
	1002		20,20		5	
	500		3,08			

Die letzten beiden Werthe bei denen für die Berechnung k gesetzt wurde. Während z_1 mit abnehmender l hufeisenförmigen Stäben

392

Dub¹⁾ hat einige Versuche gemacht mit d... die Intensität des... das ganze Hufeisen wirkende... die gesammte ar... stant blieb. V ... der Ablenkung der Nadel proportional... muss mit dem Quadrat ihrer Länge l multipl... Momente M zu erhalten, die sie annehmen, we... eine gleiche magnetisirende Kraft wirkte. — Auf

u. A.

1. Bei einem Hufeisen von 1" Dicke:

berr	13"	17"	23"	29"
$M = W \cdot const$	599	1180	2467	4472
$M = \frac{M}{l^2}$ (beob.)	3541	4091	4663	5317
$\frac{M}{l^2} = \frac{M}{l^2 \sqrt{l}} \cdot const$	982	991	972	987

(5) Wurden die Magnetkerne durch Spiralen magnetisirt, die nur die M auf ein Drittel ihrer Länge bedeckten, deren Windungszahl aber der Län proportional war, so war bei gleichbleibender Intensität des magnetisire ebenfalls $\frac{M}{l^2 \sqrt{l}}$ constant; ebenso wenn nur die dem Magnetspiegel zug der Stäbe mit solchen Spiralen bedeckt war; ebenso auch wenn die Spirale der Stäbe doppelt, an den Enden einfach gewickelt waren, so jedoch, das lung der Windungen der Länge nach bei den verschieden langen kernen immer

(6) Ebenso blieben die Quotienten $\frac{M}{l^2 \sqrt{l}}$ constant, als in die Mitte (gen, 3" weiten, von einem constanten Strom durchflossenen Spirale gleich von 4 bis 18" Länge eingeschoben wurden.

¹⁾ Dub, Elektromagn. S. 267^a und Pogg. Ann. Bd. CII, S. 209. 1

Hufeisen von 2'' Dicke:

	17''	29''
st	1552	6513
	53732	77427
	13	14,5

würden die beobachteten Werthe etwas
 in ihnen über die Ebene der Pol-
 überhaupt dürfte allen bisher an-
 zu grosse Bedeutung beigelegt
 Proportionalität des magne-
 die Vergleichung der Re-
 Beschaffenheit des Eisens
 ist. Selbst wenn man aus
 Eisen verschiedene Stücke schneidet,
 zuweilen schon ein etwas abweichend-

gigkeit der temporären Momente M verschieden langer 393
 Eisenstäbe, welche ihrer ganzen Länge nach durch
 sierende Kräfte erregt sind, würde am richtigsten durch
 gegebene Formel dargestellt werden:

$$\left(\beta l - \frac{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}{e^{\beta l} + e^{-\beta l}} \right) = k \left(\beta l - \frac{1 - e^{-2\beta l}}{1 + e^{-2\beta l}} \right) \dots I)$$

Constante sind, l die halbe Länge der Stäbe bezeichnet.
 ist freilich zuerst nur für Stäbe, deren Querdimensionen
 klein sind.

aus den an den einzelnen Stellen der Stäbe beobachte-
 ihr gesamtes Moment durch Summation erhalten, so
 der Kettenlinie entsprechenden Ausdruck für die erste-
 ze Länge der Stäbe integrieren. Dann wäre

$$\int_0^l [a - b(\mu^x + \mu^{-x})] dx = 2 \left(al - \frac{b}{\log \mu} \right) (\mu^l - \mu^{-l}) \dots II)$$

nd der einzelnen Stellen der Stäbe von ihrer Mitte be-
 esse Formel stimmt im Wesentlichen mit der von Green
 rein, wenn man $e\beta = \mu$ setzt. Der Werth im Nenner
 Formel $e^{\beta l} + e^{-\beta l}$ ist dann schon in den Constanten der
 lten.

Summation der nach der Kettenlinie berechneten Mo-
 elnen Stellen des Stabes ist in der Tabelle §. 390, Co-
 thrt. Eine genauere Uebereinstimmung der so berech-

l	α	M	$\frac{M}{l^2 \sqrt{l}}$
4"	1,1	149,6	100 (100)
6	3	40,7 (40,8)	98,7 (98,8)
9	8,25	111,8 (112,0)	98,6 (98,8)
12	16,5	223,1 (223,7)	98,1 (98,4)
18	45	603,6 (607,4)	94,0 (94,6)
24	96	1276 (1289)	96,7 (97,7)
36	276	3433 (3529)	94,4 (97,1)
48	545	6701 (6762)	92,0 (92,7)

Ferner hat Dub¹⁾ folgende Bestimmungen gemacht:

Hufeisen, bestehend aus einem Zwischenstück und geraden Keulen, wurden mit letzteren vertical nach unten in der Ost-West einer Magnetenadel in der Art gegenübergestellt, dass ihre Polflächen gleicher Höhe mit ihr sich befanden. Die Schenkel des Hufeisens allmählich so verlängert, dass die ganze Länge des Hufeisens bis 53" stieg. Der Abstand der Polflächen desselben von einander trug 5", der der Magnetenadel von dem ihr zunächst liegenden S 21". Das Hufeisen war stets seiner ganzen Länge nach mit der magnetisirenden Spirale bedeckt; indess wurde die Intensität des Stroms regulirt, dass die gesammte, auf das ganze Hufeisen wirkende magnetisirende Kraft dieselbe blieb.

Die der Tangente der Ablenkung der Nadel proportionale W der Hufeisen muss mit dem Quadrat ihrer Länge l multiplicirt werden, um ihre Momente M zu erhalten, die sie annehmen, wenn ihre Theile eine gleiche magnetisirende Kraft wirkte. — Auf dies ergab sich u. A.

1. Bei einem Hufeisen von 1" Dicke:

l	13"	17"	23"	29"	
$M = l^2 W \text{ const}$	599	1180	2467	4472	2
$W = \frac{M}{l^2} \text{ (beob.)}$	3541	4091	4663	5317	
$\frac{W}{\sqrt{l}} = \frac{M}{l^2 \sqrt{l}} \text{ const}$	982	991	972	987	

(5) Wurden die Magnetkerne durch Spiralen magnetisirt, die nur die Mitte auf ein Drittel ihrer Länge bedeckten, deren Windungszahl aber der Länge proportional war, so war bei gleichbleibender Intensität des magnetisirenden Stroms ebenfalls $\frac{\alpha}{l^2 \sqrt{l}}$ constant; ebenso wenn nur die dem Magnetspiegel zugekehrten Enden der Stäbe mit solchen Spiralen bedeckt war; ebenso auch wenn die Spiralen in der Mitte der Stäbe doppelt, an den Enden einfach gewickelt waren, so jedoch, dass die Länge der Windungen der Länge nach bei den verschieden langen Kernen immer dieselbe blieb.

(6) Ebenso blieben die Quotienten $\frac{m}{l^2 \sqrt{l}}$ constant, als in die Mitte einer Spirale von 3" weiten, von einem constanten Strom durchflossenen Spirale gleich die von 4 bis 18" Länge eingeschoben wurden.

¹⁾ Dub, Elektromagn. S. 267^a und Pogg. Ann. Bd. CII, S. 209. 1857^a

Bei einem Hufeisen von 2'' Dicke:

l	17''	29''
M const	1552	6513
W	53732	77427
$\frac{W}{\sqrt{l}}$ const	13	14,5

den längeren Hufeisen dürften die beobachteten Werthe etwas ausgefallen sein, da die Pole in ihnen über die Ebene der Polmer mehr hinaufrücken. — Ueberhaupt dürfte allen bisher an Beobachtungsergebnissen keine allzu grosse Bedeutung beigelegt da die Abweichungen von der Proportionalität des magnetischen Moments mit der magnetisirenden Kraft die Vergleichung der Reihe schwierig machen, und auch die Beschaffenheit des Eisens auf dieselben von grossem Einfluss ist. Selbst wenn man aus einem Stabe von weichem Rundeisen verschiedene Stücke schneidet, die bei gleicher Behandlung zuweilen schon ein etwas abweichendes Verhalten zeigen.

Abhängigkeit der temporären Momente M verschieden langer dicker Eisenstäbe, welche ihrer ganzen Länge nach durch magnetisirende Kräfte erregt sind, würde am richtigsten durch Green's gegebene Formel dargestellt werden:

$$M = k \left(\beta l - \frac{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}{e^{\beta l} + e^{-\beta l}} \right) = k \left(\beta l - \frac{1 - e^{-2\beta l}}{1 + e^{-2\beta l}} \right) \quad \text{I)}$$

wobei k Constante sind, l die halbe Länge der Stäbe bezeichnet. Die Formel gilt freilich zuerst nur für Stäbe, deren Querschnittsverhältnisse zur Länge klein sind.

Man kann aus den an den einzelnen Stellen der Stäbe beobachteten Momenten ihr gesammtes Moment durch Summation erhalten, so wie man den der Kettenlinie entsprechenden Ausdruck für die erste die ganze Länge der Stäbe integriren. Dann wäre

$$= 2 \int_0^l [a - b(\mu^x + \mu^{-x})] dx = 2 \left(al - \frac{b}{\log \mu} \right) (\mu^l - \mu^{-l}) \quad \text{II)}$$

Abstand der einzelnen Stellen der Stäbe von ihrer Mitte bezeichnet. — Diese Formel stimmt im Wesentlichen mit der von Green's überein, wenn man $e^{\beta} = \mu$ setzt. Der Werth im Nenner der Green'schen Formel $e^{\beta l} + e^{-\beta l}$ ist dann schon in den Constanten der Formel enthalten.

Die directe Summation der nach der Kettenlinie berechneten Momente an einzelnen Stellen des Stabes ist in der Tabelle §. 390, Coefficienten ausgeführt. Eine genauere Uebereinstimmung der so berechneten

neten und beobachteten Werthe der Momente M ist nicht wol erwarten, da die Stäbe meist an ihren Enden schwächeren magnetischen Kräften ausgesetzt waren, als in ihrer Mitte, wodurch die Beobachtungswerthe zu klein ausfallen, und da auch in dem Querschnitt der Stäbe die magnetisirende Kraft sich ändert.

394 Dub spricht die Abhängigkeit des Momentes von der Länge der Stäbe anderer, rein empirischer Form aus. Nach ihm ist der erregte Magnetismus, d. h. der freie Magnetismus, welcher in den auf ganzen Länge l mit der Magnetisirungsspirale bedeckten Stäben erregt wird, wenn die gesammte, auf ihre ganze Länge wirkende Kraft constant bleibt, der Quadratwurzel aus der Länge l der Stäbe proportional.

Würde man die in den erwähnten Versuchen erhaltenen Momente der Stäbe durch ihre Länge dividiren, so gäbe der Werth $\frac{M}{l}$ das Moment an, welches die Stäbe erhielten, wenn die auf ihre ganze Länge wirkende magnetisirende Kraft bei allen constant wäre. — Würde man noch mal die Division mit l vornehmen, so erhielte man die Werthe $\frac{M}{l^2}$, was unter der Voraussetzung, dass die freien Magnetismen der Stäbe an ihren Enden aufträten, oder doch der Abstand der Pole den Länge der Stäbe proportional wäre, den freien, in den Stäben angehäuften Magnetismen proportional wären. Diese Werthe sind in den Tabellen stets aufgeführt.

Nach dem Satz von Dub sollten nun die Werthe $\frac{M}{l^2}$ dem \sqrt{l} proportional, also die Werthe $\frac{M}{l^2 \sqrt{l}}$ constant sein. Wie sich dies bei allen Versuchsreihen zeigt, nehmen sie mit wachsender Länge der Stäbe ab.

Bei den hufeisenförmigen Magneten von verschiedener Länge nehmen sie nach den Versuchen von Dub (§. 392) nahezu constant; nach mehreren Versuchen nehmen sie sogar mit wachsender Länge der Magnete zu dürfte dieser Unterschied im Verhalten der geraden und hufeisenförmigen Magnete wohl nur von der Wechselwirkung der Pole der letzteren herrühren, welche namentlich bei den längeren Stäben eine bedeutende Abweichung des magnetischen Momentes hervorruft.

Ueber die theoretische Bedeutung der Sätze von Dub vgl. §. 393.

395 Lage der Pole. Dividirt man durch die Momente in der Mitte des Stabes in die Gesammtmomente desselben, so erhält man nach dem Abstand der Pole λ der Stäbe von einander.

aus ergibt sich aus den Beobachtungen von Lenz und Jacobi und §. 390):

l des Stabes und der Pole einander l_1	12"	18"	24"	30"	36"	42"	48"
	8,9	13,6	17,6	21,7	25,9	29,9	33,1
$\frac{l_1}{l}$	0,74	0,76	0,73	0,72	0,72	0,71	0,68

Der Abstand der Pole von einander ist also nahezu proportional der Länge der Stäbe, nur bei den längeren Stäben ist er ein wenig kleiner.

Nach denselben Gesetze, wie für die Vertheilung der temporären Momente der an allen Stellen gleichen magnetisirenden Kräfte ausgehenden Eisenstäbe, gelten für die Vertheilung der permanenten Momente in den zur Sättigung magnetisirten permanenten Stahlmagneten. Haben sie eine gegen ihre Länge nicht verschwindende Dicke, so gelten wenigstens annähernd die Formeln der Kettenlinie

$$m = a - b (\mu^x + \mu^{-x}) \dots \dots \dots 1)$$

die Vertheilung angeben.

Dieses Gesetz ist von van Rees¹⁾ bestätigt worden, indem er die magnetischen Momente an verschiedenen, um die Länge x von der Mitte eines Magneten entfernten Stellen desselben nach der §. 285 beschriebenen Methode durch Abschieben einer kurzen, mit einem empfindlichen Galvanometer verbundenen Inductionsspirale von jenen Stellen bestimmte. Nach wiederholtem Abschieben der Inductionsspirale von derselben Stelle an verschiedenen Stellen des Magnetstabes unter Einschaltung verschiedener Widerstände in den Stromkreis hatte sich van Rees vorher überzeugt, dass die Intensität des Inductionstromes proportional dem Sinus des halben Ablenkungswinkels der Galvanometernadel war. So ergab sich u. A. an einem 500 Millimeter langen, 20 Millimeter breiten und dicken Magnetstab (bei einer Inductionsspirale von 20 Millimeter Länge) das magnetische Moment m :

$x = 0$	40	80	120	160	200	230
gemessen)	0,5050	0,4942	0,4625	0,4083	0,3332	0,2343
berechnet)	0,5055	0,4949	0,4630	0,4094	0,3335	0,2306

In der Berechnung von m nach der Formel 1 wurde $a = 1,48648$, $b = 9,69062$, $\log \mu = 0,01590$ angenommen.

Bei einem cylindrischen, 801 Millimeter langen, 8 Millimeter dicken, Eisenmagnet von Gussstahl und einer Inductionsspirale von 10 Millimeter Länge ergab sich:

$x = 0$	160	240	320	392,5
gemessen)	0,1897	0,1688	0,1510	0,1285
berechnet)	0,1851	0,1716	0,1524	0,1216

¹⁾ van Rees, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 217. 1849^o.

Bei der Berechnung wurde $a = 0,22640$, $\log b = 8,51401$, $\log \mu = 0,02150$ angenommen.

Die erhaltenen Resultate sind das Mittel der Stromintensitäten, welche beim Abschieben der Spirale von Punkten des Stabes erhalten wurden, die gleich weit nach beiden Seiten von seiner Mitte entfernt waren. Eigentlich hätte man beim Abschieben der Spirale nach der einen oder anderen Seite des Stabes gleiche Werthe erhalten sollen; sie waren aber ein wenig verschieden.

Theoretisch sind diese Ungleichheiten nicht begründet, wenn nur die Rolle jedesmal so weit von dem Magnet entfernt wurde, dass zuletzt das Potential der freien Magnetismen auf die Rolle verschwindend klein war. Es ist indess möglich, dass dies nicht vollständig auf beiden Seiten erreicht wurde, oder dass bei dem Abziehen die Zeit der Bewegung der Rolle, also die Zeitdauer des Inductionstromes nicht ganz gegen die Schwingungsdauer der Nadel des Galvanometers zu vernachlässigen war, und so beim Abziehen der Rolle über den entfernteren Pol diese Verzögerung der Induction stärker hervortrat, als beim Abziehen über den näher liegenden Pol.

Die Abweichungen der beobachteten und berechneten Werthe erklären sich sehr wohl daraus, dass die Stahlstäbe schwer gleichmässig zu magnetisiren sind, und, namentlich wenn sie sehr hart sind, an verschiedenen Stellen ungleiche Härte besitzen.

397

Die Vertheilung der magnetischen Momente in Stahlmagneten hat auch Rothlauf¹⁾ in ähnlicher Weise, wie van Rees, durch die Inductionswirkung auf eine auf ihnen befindliche Drathrolle untersucht. Die Drathrolle bestand aus zwei über einander befindlichen Lagen von Kupferdrath, die auf einer Länge von 3,3 Linien einen Messingcylinder bedeckten. Der innere Durchmesser der Windungen betrug 2, der äussere 3,6 Linien. Die Drathrolle liess sich gerade bequem auf die Magnetstäbe aufschieben.

Die Drathrolle selbst befand sich in einer, an einem langen verticalen Hebelarm befestigten Gabel; der Hebelarm wurde durch eine starke Feder gegen ein Messingstück gedrückt. Wurde dieses mittelst eines Fadens gehoben, so bewegte sich in Folge des Federdruckes der Hebelarm mit der Drathrolle zurück, bis er an eine kleine Schraube anschlug. Auf diese Weise konnte die Spirale schnell über eine kleine Strecke auf der Oberfläche des Magnetes (2,286") fortbewegt werden. Es sollen hierdurch die Fehlerquellen bei den Versuchen von van Rees vermieden werden. Die Versuche wurden jedesmal auf beiden Hälften der Magnete angestellt und das Mittel der Resultate genommen. Aus den beobachteten Werthen wurde die magnetische Intensität an jeder Stelle nach einer Formel berechnet, welche aus einer theoretischen Berech-

¹⁾ Kasp. Rothlauf, Ueber die Vertheilung des Magnetismus in cylindrischen Stahlstäben. München 1861*; auch Pogg. Ann. Bd. CXVI, S. 592*.

Summe der Inductionswirkungen der der Inductionsspirale benutzten Elemente der Magnete auf dieselbe bis zu je 6,858 Linien an beiden Seiten der Mitte jeder ihrer Windungen hervorging. Die Verhältnisse der Momente wurde für diese Elemente durch eine Formel $by + cy^2$ dargestellt, wo y den Abstand des Elementes von der Spirale ausdrückt. Die Constanten wurden aus einzelnen Messungen berechnet.

An 2mal 3 Stahlcylindern von 1,74'' Dicke und 4, 8 und 10 Zoll langen gestellten Beobachtungen schliessen sich bis auf die Beobachtungen an den Enden, welche viel zu klein ausfallen, recht gut die Beobachtungen an; nur nehmen die Werthe von der Mitte der Stäbe gegen die Enden hin allmählich ein wenig zu, indem wohl hier der freie, am Ende befindliche Magnetismus rückwärts vertheilend auf die übrigen wirkt, welche Wirkung nicht in die Berechnung gezogen ist.

Es gab z. B. der beobachtete (α) und nach der Formel der Kettenrechnete (β) Ausschlag der Galvanometernadel, und die Differenz zwischen beiden als die Mitte der Inductionsspirale um $2,286 \cdot x$ Linien von dem anderen Ende eines 10 Zoll (I), 8 Zoll (II), 4 Zoll (III) langen entfernt war:

Magnet I. Länge 10 p. Zoll; Dicke = 1,74 Lin.							
x	Ablenkung		Moment			β	
	N. Pol	S. Pol	N. Pol	S. Pol	Mittel α		
0	27,64	27,60	74,36	75,17	74,76	32,03	—
2	31,95	31,05	28,41	27,43	27,92	28,52	+
4	26,78	25,10	27,16	25,22	26,19	25,39	—
6	23,54	22,00	23,51	21,90	22,70	22,60	—
8	20,44	19,30	20,34	19,09	19,71	20,08	+
10	18,00	17,84	17,99	17,79	17,89	17,88	—
12	15,67	16,57	15,56	16,66	16,11	15,91	—
14	13,84	14,88	13,71	14,89	14,30	14,14	—
16	12,74	13,07	12,75	13,02	12,88	12,55	—
18	11,37	11,73	11,37	11,75	11,56	11,13	—
20	9,94	9,90	9,89	9,82	9,85	9,88	+
22	8,80	8,73	8,79	8,57	8,68	8,74	+
24	7,50	7,70	7,40	7,71	7,55	7,73	+
26	6,80	6,30	6,73	6,15	6,44	6,82	+
28	6,54	5,80	6,59	5,81	6,20	5,99	—
30	5,80	4,90	5,81	4,90	5,35	5,25	—
32	5,10	4,25	5,10	4,26	4,68	4,58	—
34	4,37	3,45	4,36	3,45	3,90	3,97	+
36	3,74	2,44	3,74	2,44	3,09	3,42	+
38	2,90	2,00	2,90	2,00	2,45	2,91	+

Magnet II. Länge = 8 p. Zoll; Dicke = 1,74 Lin.

0	22,50	24,57	60,91	65,82	63,36	31,51	—
2	25,47	28,40	22,63	25,70	24,16	26,66	+
4	20,60	22,67	20,67	22,80	21,73	22,55	+
6	18,03	19,20	17,98	19,03	18,50	19,08	+
8	15,83	16,47	15,84	16,42	16,13	16,13	+
10	13,30	13,97	13,18	13,85	13,52	13,64	+
12	11,58	12,00	11,50	11,90	11,70	11,52	—
14	10,30	10,70	10,32	10,78	10,55	9,72	—
16	8,67	8,57	8,57	8,52	8,54	8,21	—
18	7,30	6,77	7,29	6,74	7,01	6,91	—
20	5,77	5,67	5,67	5,69	5,68	5,80	+
22	4,70	4,44	4,67	4,47	4,57	4,87	+
24	3,77	3,05	3,82	2,94	3,38	4,05	+
26	2,38	2,20	2,38	2,20	2,29	3,36	+

Magnet III. Länge = 4 p. Zoll; Dicke = 1,74 Lin.

α	Ablenkung		Moment			β	A
	N. Pol	S. Pol	N. Pol	S. Pol	Mittel α		
0	18,55	16,34	51,76	45,56	48,66	25,74	— 22,92
2	19,71	16,96	17,38	14,80	16,09	18,37	+ 2,28
4	13,95	12,05	13,94	11,81	12,87	13,10	+ 0,23
6	10,34	8,67	10,20	8,46	9,33	9,33	+ 0,00
8	7,29	6,20	7,21	5,70	6,45	6,62	+ 0,17
10	4,63	4,85	4,52	5,01	4,76	4,68	— 0,08
12	2,40	3,43	2,40	3,43	2,91	3,26	+ 0,35

Am Ende der Stäbe geben die Versuche zu kleine Werthe, da sich von nicht mehr auf beiden Seiten der Inductionsrolle inducirende Magnetelemente vorfinden; ausserdem entsprechen die Inductionsströme nicht mehr dem Moment des in der Mitte der Rolle liegenden Elementes, sondern sind etwas kleiner, da die Momente gegen die Enden der Stäbe n immer schneller abfallen (vergl. §. 285).

Die Zunahme des magnetischen Momentes der einzelnen Theile eines permanent magnetischen Stahlstabes gegen seine Mitte hin zeigt sich schon durch einen älteren Versuch von Prechtl¹⁾. Er legte acht gerade, bis 3 Zoll lange Stahlstäbchen in einer geraden Linie an einander und magnetisirte sie in dieser Lage, wie einen Stahlstab. Die einzelnen Stäbchen trugen Haken, an welchen eine Schnur befestigt werden konnte. Diese wurde über eine Rolle geleitet und mit Gewichten belastet, bis die Stäbchen von einander rissen. Auf diese Weise erhielt er die zum Abreißen der auf einander folgenden Stäbchen erforderlichen Gewichte:

Stäbchen	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.
Gewicht	$\frac{1}{2}$	1	$1\frac{1}{2}$	2	$1\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$

Die Abhängigkeit des gesammten magnetischen Momentes verschieden langer und dicker Stahlstäbe, welche zur Sättigung magnetisirt sind, von ihren Dimensionen, würde sich durch Summation der §. 397 erhaltenen Werthe ergeben. Experimentell ist sie von Coulomb²⁾ in folgender Weise untersucht worden.

Ein Stahldrath wurde durch den Doppelstrich magnetisirt, in der

¹⁾ Prechtl, Gilb. Ann. Bd. LXVIII, S. 187. 1821*. — ²⁾ Coulomb, De la Mécanique, observat sur la physique T. XLIII, p. 249. 1793* Gren's Neues Journ. Bd. II, 293*.

Drehwaage in der Ebene des magnetischen Meridians aufgehängt, und die Drehung des ihn tragenden Fadens oder Drathes bestimmt, welche erforderlich war, um ihn um 30° aus der Ruhelage abzulenken. Der Drath wurde dann zerschnitten und die Versuche wurden wiederholt, nachdem die Stücke bis zur Sättigung magnetisirt waren.

Es ergab sich u. A. bei verschieden langen Stücken von Stahl-dräthen I. und II. von verschiedener Dicke, von denen 12 Zoll resp. 38 Gran (2 Grm.) und 865 Gran (45,8 Grm.) wogen, und von denen der erstere einen Durchmesser von 2 Linien ($4,5^{\text{mm}}$) hatte:

I.			II.	
Länge	Torsion	berechnet	Torsion	berechnet
18"	—	—	288°	287,9
12"	11,5°	11,5	172°	172,1
9"	8,5°	8,46	115°	115,3
6"	5,3°	5,43	59°	59,3
4,5"	—	—	34°	33,9
3"	2,3°	2,39	13°	13,5
2"	1,30°	1,38	—	—
1"	0,35°	0,42	1,46°	—
0,5"	0,07°	0,084	0,32°	—
0,25"	0,02°	0,012	—	—

Aus den Beobachtungsergebnissen ergibt sich, dass mit wachsender Länge der Dräthe das magnetische Moment erst nahezu dem Quadrat der Länge, dann der Länge selbst proportional wird, wenn dieselbe 40 bis 50mal grösser, als der Durchmesser der Dräthe ist. — Die Berechnung der den Beobachtungsergebnissen beigegebenen Werthe ist von Green¹⁾ nach seiner Formel (§. 357)

$$M = \frac{3 g f a^2}{2 \beta (1 - g)} \left(\beta \lambda - \frac{1 - e^{-2\beta\lambda}}{1 + e^{-2\beta\lambda}} \right) \dots \dots \dots 1)$$

geschehen, in der 2λ die Länge des Drathes, a seinen Radius bezeichnet.

Aus den im folgenden Paragraph mitgetheilten Versuchen über die Vertheilung des freien Magnetismus auf der Oberfläche der Dräthe ergibt sich für einen 2 Linien ($\frac{1}{6}$ " dicken Drath $\beta = -\log \mu = -\log 0,517495$, also der Werth $a\beta = 0,548235$, welcher für alle Dräthe von gleichem Stahl constant ist. Hiernach kann man den Werth β für einen Drath von beliebiger Dicke berechnen. Wird sodann der Werth $P = \frac{3 g f a^2}{2 \beta (1 - g)}$ aus einer

Beobachtung entnommen, so erhält man die in die Formel 1 einzusetzen den Werthe β und P . Dieselben sind für den ersten Drath $\beta = 0,6578$

¹⁾ Green, Essay, auch Journ. für reine und angewandte Mathematik Bd. XLV S. 220°.

= 58,5, für den zweiten $\beta = 3,13880$, $P = 0,6448$. — Der Werth magnetischen Constanten g findet sich dabei gleich 0,986636, also zu gleich 1.

Sind die Magnetstäbe sehr lang, so würde nach obiger Formel ihr Moment ihrer Länge proportional sein.

Aus den Betrachtungen des §. 280 folgt, dass, wenn das magnetische Moment der einzelnen Theile eines Stahlstabes gegen seine Enden abnimmt, dagegen die magnetische Wirkung desselben nach den Enden zunimmt. In der That befindet sich in diesem Fall jedesmal neben dem Nordpol des Stabes gerichteten Nordpol jedes Moleküls der schwächerer Südpol des benachbarten Moleküls, welcher seine Wirkung nach aussen zwar zum Theil, aber nicht ganz aufhebt. Die ganze Hälfte des Magnetes wird demnach nach aussen Nordpolarität zeigen, am Ende derselben, wo den Nordpolen der Moleküle keine Südpole der Moleküle gegenüberstehen, wird diese Polarität im Maximo sein. In dieser Weise findet die Vertheilung der Wirkung eines auf gewöhnlicher Weise magnetisirten Stahlstabes statt.

Dieses ergeben auch die Versuche von Coulomb (l. c.). Er bediente sich einer kleinen, 6 Linien ($13,5^{\text{mm}}$) langen, 3 Linien ($6,7^{\text{mm}}$) dicken magnetischen Stahladel. An dieselbe war in ihrer Mitte und senkrecht in einem rechten Winkel gegen ihre horizontale Axe ein kleiner verticaler Cylinder von Kupfer von 2 Linien Durchmesser und 1 Zoll Höhe mittelst etwas Wachs angeklebt.

Die Nadel wurde an einem Coconfaden in einem Gehäuse aufgehängt. Hinter der Nadel von derselben entfernt befand sich ein verticales Brett, an welchem in einem Falz in verticaler Richtung ein magnetischer Stahlstab von 1 bis 2 Linien Durchmesser verschoben werden konnte, so dass er sich in der Verlängerung der magnetischen Axe der Nadel befand.

Es wurden die Zahlen der Schwingungen der Nadel sowohl für verschiedene Abstände untersucht, als während sie vor verschiedenen, je um 6 Linien von der Nadel entfernten Stellen des magnetisirten Stahlstabes schwang. Bei verschiedenen Dimensionen der schwingenden Nadel und grösserer Annäherung an den Magnetstab ändert sich hierbei leicht ihr Magnetismus unter dem Einfluss des letzteren.

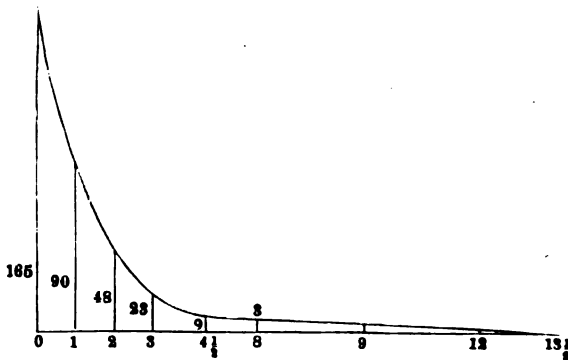
Kann man annehmen, dass nur die dicht vor und unmittelbar hinter der Nadel befindlichen Stellen des magnetisirten Stahlstabes die Wirkung einwirken, und innerhalb dieser Wirkungssphäre die magnetische Wirkung des Stabes nach aussen sich gleichmässig ändert, so misst die Anzahl der Quadrate der Schwingungszahlen der schwingenden Nadel den Einfluss des Stahlstabes und ohne denselben diese Wirkung an den verschiedenen Stellen des letzteren (vgl. §. 289).

Bei anderen Versuchen wurde neben dem verticalen Drath eine horizontale Magnetadel an einem Metalldrath so aufgehängt, dass sie ihren Nordpol den mit gleichnamigem Magnetismus beladenen Stellen des

magnetisirten Stahldrathes zukehrte. Der magnetische Drath war dem Pol der Nadel durch ein 2 bis 3 Millimeter dickes Brett getrennt. Durch Torsion des die Nadel tragenden Drathes wurde sie jedesmal so weit herumgedreht, bis ihr, dem Drath zunächst liegender Pol das Brett gerade gegenlag. Der Torsionswinkel misst dann die Aufhängungskraft der einzelnen Stellen des Drathes, mithin den freien Magnetismus derselben. Es wird dabei vorausgesetzt, dass die Einwirkung der Nadel die Vertheilung des Magnetismus im Drath nicht ändert.

Die Ordinaten der Curve, Fig. 195, stellen diese Torsionswinkel dar, die eine Hälfte eines 27 Zoll (73 Centimeter) langen Stahldrathes

Fig. 195.



2 Linien (4,5 Millimeter) Dicke vor. Die Zahl 0 der Abscisse entspricht dem Ende, die Zahl $13\frac{1}{2}$ der Mitte des Drathes.

Die an den letzten Enden des Drathes erhaltenen Resultate sind etwa um die Hälfte zu klein, da hier der Magnetismus desselben nur von einer Seite auf die ihm genäherte Nadel wirkt.

Bei kürzeren Dräthen ergab sich die die Vertheilung ihres Magnetismus von ihren Endflächen an bezeichnende Curve fast gleich der den längeren Dräthen entsprechenden Curve. Nur ist in der Mitte ein kürzerer Raum, in welchem die Curve nahezu mit der Abscisse zusammenfällt.

- 401 Die von Coulomb beobachteten Werthe der freien Magnetismus des Stabes von 27 Zoll Länge und 2 Linien Dicke an verschiedenen Stellen der Länge ξ von seinem Nordende abliegenden Stellen hat Biot aus seiner Formel (§. 357)

$$m = \text{const} (\mu^{\xi} - \mu^{2l-\xi})$$

berechneten Werthen verglichen, die eigentlich nur für unendlich lange Dräthe gilt. In dieser Formel ist $2l$ die Länge des Stabes. So kann man sich, wenn die Constanten

$$\text{const} = 173,76, \quad \mu = 0,51795$$

wurden:

ξ	m beobachtet	m berechnet
0	165	173,76
1	90	90
2	48	46,62
3	23	24,14
4 5	9	9
6	6	3,35

auf das Ende des Stabes stimmen hier die berechneten und
 ten Werthe sehr gut mit einander überein.

ch ganz analoge Versuche hat Becquerel¹⁾ die Vertheilung des
 agnetismus in einem sehr dünnen, nur $\frac{1}{80}$ Millimeter dicken
 he von 126 Millimeter Länge bestimmt, welcher mit Hülfe der
 on'schen Methode (Einschmelzen dickerer Dräthe in die Axe
 erteylinders und Ausziehen desselben in einem Zieheisen) erhal-

Resultate stimmen nach mehreren, ziemlich willkürlichen Correc-
 enfalls mit der Formel von Biot überein. Bei so dünnen Drä-
 n aber auch sehr leicht eine Rückwirkung des Magnetismus der
 den des Drathes stattfinden.

kürzere Dräthe (8" Länge) ist nach Coulomb der freie Mag-
 nahezu proportional dem Abstand von der Mitte der Stäbe.

haben schon §. 289 angeführt, dass allen diesen Resultaten kein 402
 r Werth beizulegen ist, da bei einer Entfernung der Nadel
 magnetisirten Stab, bei welcher der Magnetismus der ersteren
 hr merklich vertheilend auf den Stab wirkt, die Wirkung der
 sselben, welche neben der der Nadel gegenüberliegenden Stelle
 den, nicht zu vernachlässigen ist.

aten wir als erste Annäherung annehmen, dass die Vertheilung
 etischen Momente m in den Stäben durch die §. 388 entwickelte

$$m = A - B y^2$$

ist, wo y der Abstand von der Mitte des Stabes ist, so wäre der
 metismus an den einzelnen Stellen des Stabes durch die Formel

$$\mu = f(y) = \frac{dm}{dy} = - 2 b y = k y$$

wo k eine Constante ist. Er wäre also dem Abstand der Punkte
 s von seiner Mitte proportional. Führt man diesen Werth in

ecquerel, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXII, p. 117. 1823*.

die früher entwickelte Formel für die Wirkung W eines verticalen Magnets von der Länge $2l$ auf einen, im Verticalabstand c vom Mittelpunkt des Stabes und im Horizontalabstand r von demselben, entfernten Magnet

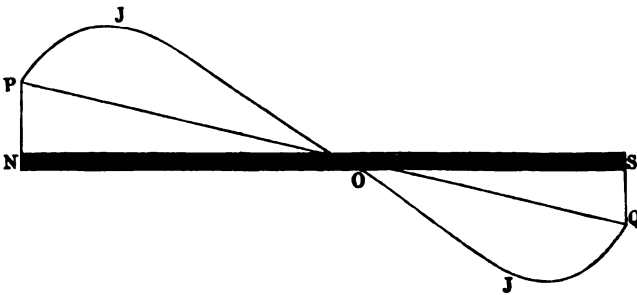
$$W = \int_{-l}^{+l} \frac{rf(y)}{[(c-x)^2 + r^2]^{\frac{3}{2}}} dy$$

ein, so ist

$$W = \text{const} \frac{1}{r} \left\{ \frac{c(l-c) - b^2}{[(l-c)^2 + r^2]^{\frac{3}{2}}} + \frac{c(l+c) + r^2}{[(l+c)^2 + r^2]^{\frac{3}{2}}} \right\}$$

der Ausdruck dieser Wirkung. In Fig. 196 stellt NS den Magnet dar, die Curve $PIOQ$ entspricht den Wirkungen W an verschiedenen

Fig. 196.



Stellen derselben, während die Linie PQ die Vertheilung der freien Magnetismen μ bezeichnet; die Länge $2l$ des Magnetes ist gleich $8''$.

$r = \sqrt{\frac{1}{2}}$ gesetzt. Es ist also W durchaus nicht μ proportional¹⁾.

403 Die Lage der Pole in Stahlmagneten würde durch die Abscissen der Schwerpunkte des Flächenraums der Curven, Fig. 195, gegeben sein, in der die Ordinaten den freien Magnetismus der einzelnen Punkte Stäbe bezeichnen. Da diese Curven nach Coulomb's Beobachtungen bei kurzen und langen Stäben von gleicher Dicke ziemlich gleich sind, müssen auch die Pole ziemlich gleich weit von den Enden der Stäbe entfernt liegen.

Ist x dieser Abstand der Pole von den Enden, $2l$ die Länge des Stabes, so wäre sein Moment $M = 2\mu(l-x)$, wo μ den freien Magnetismus an jedem Ende des Stabes bezeichnet. Aus den Beobachtungen (§. 399) berechnet sich hiernach der Abstand der Pole von den Enden der Stäbe $x = 0,86$ Zoll.

¹⁾ Vergl. auch Bertin, Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. XVI, p. 74. 1809

Wird dieselbe Bestimmung bei dem dickeren Drath gemacht, so ergibt sich für diesen der Abstand $x_1 = 1,51$ Zoll. — Die Durchmesser dieser Dräthe verhalten sich wie $\sqrt{38} : \sqrt{865} = 4,8 : 1,0$. Da sich nun $x_1 : r_1 = 1,51 : 0,36 = 4,2 : 1,0$ verhält, so schliesst Coulomb, dass die Abstände der Pole der Dräthe von ihren Enden nahezu ihrem Durchmesser proportional sind. Dieses Resultat müsste indess noch weiter verfolgt werden.

Zugleich ergibt sich hieraus wiederum, dass für sehr lange Stäbe, bei welchen x gegen $2l$ sehr klein ist, das Moment $M = 2\mu l$ wird, also x Länge proportional ist.

Es ist klar, dass diese Resultate ebenso wenig exact sind, wie die im vorigen Paragraph erwähnten.

Nach der §. 288 beschriebenen Methode findet Schneebeli den Abstand der Pole bei zwei Stahlstäben von quadratischem Querschnitt, dessen Seite $4,8^{\text{mm}}$ betrug 404

Gewicht	Länge l	Polabstand
18,73 gr	103	0,848 l
19,09	102,55	0,831 l

in dem ersten Magnet zeigte sich mit zunehmender Härtung, bei der es auf je ein Milligramm kommende Quantum des freien Magnetismus von 190 bis 230 Einheiten stieg, kaum eine mit Sicherheit festzustellende Abnahme des Polabstandes.

Mittelst der Ablenkungen an der Tangentenbussole (§. 288) beobachteten Kohlrausch und Schneebeli an einer auf einem Achathütten schwebenden Magnetnadel von der Länge $l = 141^{\text{mm}}$ den Polabstand sich 0,848 l , an einer Nadel von der Länge $l = 40^{\text{mm}}$ gleich 0,866 l).

In Betreff der Fehlerquellen, welche auf diese Beobachtungen Einfluss haben können, vgl. den angeführten Paragraph.

Die Vertheilung der temporären und der permanenten Momente eines elektromagnetisirten Eisenstabes braucht selbstverständlich nicht gleich zu sein, da bei letzterer die Wechselwirkung der Theile viel mehr hervortritt, als bei ersterer. Dies hat auch Petruschefsky²⁾ gezeigt, indem er eine Magnetnadel einem von Ost nach West gerichteten, durch eine Spirale elektromagnetisirten Eisencylinder an verschiedenen Punkten gegenüberstellte und ihre Ablenkung beobachtete. Wenn aus diesen Versuchen auch die Lage der eigentlichen Pole nicht unmittelbar abzuleiten ist, so folgt aus denselben doch der oben erwähnte Satz. Zugleich ergibt sich, dass nur bei einer bestimmten, normalen Länge der Spirale die Vertheilung des

¹⁾ Kohlrausch u. Schneebeli, Programm d. Eidg. Polytechnicums zu Zürich 1/72. — ²⁾ Petruschefsky, Dissertation sur l'aimantation normale St. Petersburg. 5* (nach einer Privatmittheilung).

freien Magnetismus, also auch die „normale“ Lage der Pole für die temporäre und permanente Magnetisirung die gleiche ist. Wird die Länge der Magnetisirungsspirale verkürzt, so nähern sich die Pole bei der temporären Magnetisirung; wird sie verlängert, so entfernen sie sich von einander. Beim Oeffnen des Stromes nehmen die Pole für die permanente Magnetisirung ihre normale Lage meist wieder an; wenn nicht, genügen einige Schläge, um sie in dieselbe überzuführen. Sonst ändern Erschütterungen die Vertheilung des permanenten Magnetismus nur wenig.

Bei Cylindern von verschiedener Länge l und gleichem Durchmesser ist der normale Abstand (a) der Pole proportional ihrer Länge (A), z. B. war

l	150mm	200mm	250mm	350mm	500mm
a	118,2	154,8	194,8	272,8	391,8.

406 Umgiebt die Magnetisirungsspirale einen Eisenstab nicht in seiner ganzen Länge oder nicht in seiner Mitte, so werden die Erscheinungen äusserst complicirt.

Selbstverständlich ist, wenn die Magnetisirungsspirale am Ende des Stabes sich befindet, bei gleichbleibender Stromintensität die Summe der magnetischen Momente aller Theile des Stabes kleiner als wenn sie gegen seine Mitte hingeshoben wird, da in letzterem Falle zu beiden Seiten derselben sich Eisentheile befinden, die durch sie magnetisirt werden. Stellt man dem Ende des Eisenstabes eine Magnetnadel gegenüber, so wird also in Folge dieser Zunahme des Momentes die Ablenkung derselben bei Fortschieben der Magnetisirungsspirale von dem der Nadel zunächst liegenden Ende des Stabes gegen seine Mitte hin zunehmen; da aber zugleich das magnetische Moment der an jenem Ende befindlichen einzelnen Theile des Stabes abnimmt, so findet bei weiterem Fortschieben der Spirale wieder eine Abnahme der Ablenkung statt. So fand z. B. Dub¹⁾ bei Anwendung eines 12" langen und 1" dicken Eisenstabes, auf den eine eng anschliessende, 1 $\frac{3}{4}$ " lange Spirale geschoben war, nach Abzug der Wirkung der Spirale für sich:

Abstand der Spirale vom Ende des Magnetes.	Ablenkung der Magnetnadel.
$\frac{3}{4}$ "	29°
2	36 15'
$3\frac{3}{4}$	34 15
7	29 30
10 $\frac{1}{4}$	12 45

Denselben Grund hat das Resultat des folgenden Versuches:

Dub²⁾ schob auf einen 12" langen, 1' dicken Eisenstab, der senk-

1) Dub, Elektromagn. S. 165°. — 2) Dub, Elektromagn. S. 173°.

it gegen den Meridian aufgestellt war, sechs 2" lange Spiralen, und te durch sie einen Strom. Sodann wurde eine Spirale nach der an entfernt, die übrigbleibenden gegen die Mitte des Stabes zusammenhoben und wiederum die Intensität des Stromes so vermehrt, dass die netisirende Kraft (Intensität \times Windungszahl) dieselbe blieb. Das etische Moment M des Stabes ergab sich aus der Ablenkung einer r Verlängerung seiner Axe aufgestellten Magnetnadel:

Zahl der Spiralen:	6.	5.	4.	3.	2.	1.
M	4452	4885	5317	5658	6032	6745.

Ebenso ist es klar, wenn man über einen Punkt eines längeren Eisen- 407 s eine kurze Spirale schiebt, dass das magnetische Moment der unerselben oder dicht neben derselben befindlichen Theile des Stabes tend grösser sein muss, als wenn man die Windungen der Spirale er jenen Theilen abgewandten Seite des Eisenstabes auf eine längere ke ausgebreitet hätte.

So schoben z. B. Lenz und Jacobi¹⁾ auf einen 3 Fuss langen $1/2$ " dicken Eisenstab sechs gleiche Spiralen von je 6" Länge. Die derselben, welche sich am Ende des Stabes befand, diente als tionsspirale und war mit einem Galvanometer verbunden. Es wur um Ströme von gleicher Intensität durch die nächst folgende oder iden folgenden u. s. f. geleitet, und beim Oeffnen derselben durch nductionsstrom die temporären Momente M des Theiles des Stabes der Inductionsspirale gemessen. Um die Resultate auf gleiche mag- nende Kräfte zu reduciren, musste noch mit der Zahl n der jedes- erwendeten Magnetisirungsspiralen dividirt werden. Es ergab sich:

Zahl der Spiralen n	M	$\frac{M}{n}$ const.
1	13290	13290
2	23980	11990
3	31544	10514
4	36285	9071
5	37278	7456.

s ist hier die Abnahme der Werthe $\frac{M}{n}$ deutlich ersichtlich.

on ähnlichen Versuchen, die doch keine genau zu berechnenden 408 te ergeben können, erwähnen wir nur noch die folgenden: enz und Jacobi (l. c.) magnetisirten eine $13\frac{1}{2}$ " lange, $1\frac{1}{2}$ " dicke ange in der Mitte durch eine 2" lange Spirale von 105 Windun- d bestimmten durch eine 2" lange Inductionsspirale, welche auf

Lenz und Jacobi, Pogg. Ann. Bd. LXI, S. 462. 1844*.

verschiedene, um die Länge L von der Mitte der Stange abstehende Punkte geschoben wurde, die magnetischen Momente M an denselben:

Es ergab sich

L	M	L	M
0	0,88417	34	0,19016
4	0,70947	42	0,13161
8	0,59078	50	0,09170
12	0,50076	66	0,03380
18	0,40753	76	0,01701
26	0,28798	80	0,00589.

Diese Werthe lassen sich gut durch die Formel

$$\log M = 9,93844 - 0,01951 L$$

darstellen.

In ähnlicher Weise hat Matteucci¹⁾ auf verschiedene Stellen 4 Meter langen Eisenstabes eine 11 Centimeter lange Spirale gesetzt, wie Lenz und Jacobi, die Vertheilung des Magnetismus im durch eine Inductionsspirale bestimmt. Der Magnetismus konnte dem Stabe noch in 1,4 Meter Entfernung von der Magnetisirungsspirale beobachtet werden. Der Magnetismus war im Maximum, wenn die Magnetisirungsspirale in der Mitte des Stabes befand. Bei anderen derselben war stets das längere Ende des Stabes stärker magnetisch als das kürzere.

409

Bei all diesen Versuchen werden nur die unter oder dicht der Magnetisirungsspirale befindlichen Moleküle des Eisenstabes durch die Einwirkung des galvanischen Stromes gerichtet, so dass das Moment in der Richtung seiner Axe erhält. Die folgenden Theile werden nur durch die Einwirkung der vorhergehenden indirect gerichtet. Je nachdem die Beweglichkeit derselben grösser oder kleiner ist, daher das magnetische Moment der gerichteten Theile in der Richtung der Axe des Stabes mehr oder weniger schnell abnehmen. Man hat das Verhältniss dieser Abnahme in verschiedenen Eisen- und Stahlsorten mit dem Namen der „magnetischen Leitungsfähigkeit“ bezeichnet. Dieselbe würde nach dem §. 310 u. flgde. erwähnten Verhältnisse Eisens und Stahls in letzterem kleiner sein als in ersterem und mit der Härte des Eisens und Stahls abnehmen (vgl. die Berechnung von Poggendorf §. 358 u. flgde.).

Dies zeigt sich recht deutlich bei einem Versuch von Poggendorf. Legt man nach einander einen Stahl- und Eisenstab in eine Inductionsspirale ganz ein, so werden sie, wenn die Spirale von Strömen von gleich

¹⁾ Matteucci, Compt. rend. T. XXIV, p. 301. 1847. — ²⁾ Poggendorf, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 154. 1852*.

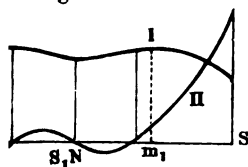
chströmt wird, beide fast gleich magnetisch (zeigen fast Kraft); ragen die Stäbe aber einen Zoll aus der Spirale heraus, Magnetismus des Stahles schwächer. Der in einem Theil der Magnetismus vertheilt also den Magnetismus der benachbarte im Stahl schwächer, als im Eisen.

ben schon §. 280 erwähnt, dass die Momente der einzelnen 410
nes magnetisirten Stabes verschieden vertheilt sein können, dem ihr Moment, wie gewöhnlich, gegen das Ende der Stäbe t oder zunimmt oder constant bleibt, jede Hälfte des Stabes verfläche den gleichen oder entgegengesetzten freien Magnet, wie das äusserste Ende dieser Hälfte, oder keinen freien zeigt. Treten Folgepunkte ein, indem die Magnetisirung sich lenen Stellen des Stabes umkehrt, so kann an diesen Stellen Menge freier Magnetismus auftreten, und zwischen denselben Magnetismus sehr ungleich vertheilt sein.

reguläre diese Betrachtungen gefundene unregelmässige Vertheilungen magnetischen Momentes in verschiedenen magnetisirten Magnetigtigt sich auch durch die folgenden Versuche, bei denen man permanente Magnetisirung eines Stahlstabes temporär ändern man an sein eines Ende einen zweiten Magnetstab oder auch legt.

van Rees¹⁾ die Vertheilung des Magnetismus in zwei gleichstäben NS und N_1S_1 untersucht, welche mit ihren ungleichen einander berührten. Beim Annähern einer Magnetnadel von merkt man, dass die in der Mitte der Stäbe gelegenen neun m und m_1 , in denen sie für sich nach aussen keinen freien zeigen, gegen ihre Berührungsstelle ein wenig vorrücken. Stäbe sich vereint wie ein Stab verhalten, so müssten die Berührungsstelle selbst vorrücken; dies geschieht nicht, da

Fig. 197.



die Theilchen sich doch nicht einander ganz vollständig richten. Nach dieser gegenseitigen Einwirkung gestaltet sich die Vertheilung der magnetischen Momente in den Stäben wie in Fig. 197, Curve I., die Vertheilung der freien Magnetismen wie in Curve II., in der die nach oben gerichteten Ordinaten südlichen, die nach unten gerichteten nördlichen Magnetismus andeuten. — Wir haben so ein System, welches mehrere Folgepunkte

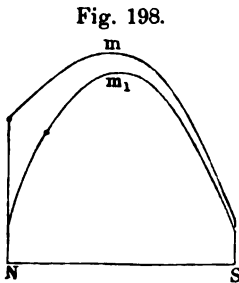
seine Theilchen, wenn auch gleich gerichtete Polarität, so

es, Pogg. Ann. Bd. LXX, S. 1. 1847* u. Bd. LXXIV, S. 222. 1848*.

doch abwechselnd grössere, kleinere und wieder grössere magnetische Momente besitzen.

Van Rees hat dies Verhalten genauer untersucht, indem Magnet NS (einen 625^{mm} langen, 20^{mm} breiten und dicken Stahl festigte, und sodann eine mit dem Galvanometer verbundene Inducirspiral auf verschiedene Stellen desselben brachte und abschliessend darauf dasselbe Verfahren wiederholte, als ein gleicher Magnet NS angelegt worden war. Eine Wiederholung der Versuche nahme des Magnetes $N_1 S_1$ zeigte, dass der Magnet NS seinen Inducirstrom nicht dauernd geändert hatte.

Die Curven m_1 und m , Fig. 198, stellen die so gefundene Vertheilung der magnetischen Momente im Stabe NS vor und nach dem Anlegen des Magnetes $N_1 S_1$ genauer dar. Es ist zu sehen, dass die Momente im Stabe N nach dem Anlegen von $N_1 S_1$ selbst bis zu der Berührungsstelle entfernten Pole ξ steigert werden, wenn auch in weiterm Abstand von $N_1 S_1$, in immer geringerem Grade.



Bei längerem Anlegen, namentlich bei Erschütterungen vorkommen, kann eine Veränderung der Momente im Stab zu einem gewissen Grade auch noch nach dem Entfernen des angelegten Magnetes for

so dass dann sowohl der Indifferenzpunkt, als auch der dem anliegenden Magnet benachbarte Pol gegen die Seite des letzteren hin verschoben ist. Man kann sich hiervon durch Zählen der Schwingungen einer Magnetnadel überzeugen, welche man dem Stab von dem Indifferenzpunkte nähert.

Aehnliche Unregelmässigkeiten in dem magnetischen Verhalten von Stahlmagneten ergeben sich noch in anderen Fällen.

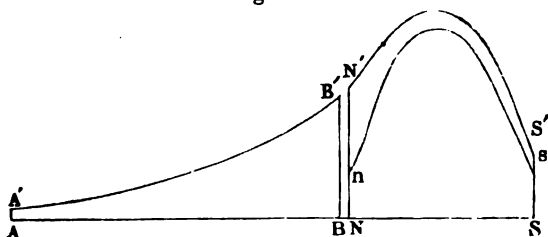
Wird ein Stahlstab z. B. mittelst des Streichens magnetisirt, so ist dabei der dem streichenden Magnet entgegengesetzte, in dem Stahlstab erzeugte Pol stets stärker, als der dem streichenden Magnet gleichnamige. Zugleich liegt der Indifferenzpunkt diesem Pole näher ¹⁾.

- 411 Legt man an das eine Ende eines Eisenstabes AB , Fig. 199, einen Magnetstab NS mit seinem Pol N , so werden alle Theilchen des Eisenstabes in gleichem Sinne gerichtet, wie die Theilchen des Magnetstabes, und diese Abnahme des Momentes der Theilchen zeigt der Eisenstab mittelbar am Pol N eine ihm ungleichnamige Polarität, er wird

¹⁾ Vgl. Kupfer, Pogg. Ann. Bd. XII, S. 128. 1828*; Kastner's Arch. S. 13⁴.

vom Pol N angezogen; dagegen hat er auf seiner ganzen Oberfläche dieselbe Polarität wie Pol N . Zugleich wird durch die Rückwirkung des magnetisch gewordenen Eisenstabes auch die magnetische Einstellung der Theile des Magnetstabes befördert, und er zeigt temporär ein stärkeres Moment seiner Theilchen, als für sich. Die Berechnung hierüber

Fig. 199.



lasse sich nach den Formeln von Lamont (§. 358 u. flgde.) durchführen. Auch dieses Verhalten hat van Rees durch Abschieben einer Inductionsspirale von einem Eisenstab AB von 938^{mm} Länge und 20^{mm} im Quadrat Querschnitt und einem gegen ihn gelegten, 500^{mm} langen Magnetstab NS geprüft. Die Curve $B'A'N'S'$, Fig. 199, giebt die so gefundene Vertheilung der Momente in den beiden Stäben an; die Curve n entspricht den Momenten im Stahlmagnet allein.

Aehnliche Versuche hat Wehrich ¹⁾ angestellt, indem er zunächst 412
abwechselnd zwei Magnetstäbe von resp. 53,7 und 55 Ctm. Länge, 4,7 Ctm. Breite und 1,5 Ctm. Dicke in eine von Ost nach West gerichtete Holzrinne legte, auf derselben einen 2 Ctm. breiten, mit einem empfindlichen Galvanometer verbundenen Kupferstreifen über verschiedene Stellen der Magnetstäbe schob und den Kupferstreifen schnell bis zu einer Entfernung von 10 Ctm. über die Stelle hinaus schob, an der die Inductionswirkung des Magnetes aufhörte. Ist α die Ablenkung der Galvanometernadel, so ist unter den §. 285 erwähnten Beschränkungen das Moment der Stäbe an der unter dem Kupferstreifen liegenden Stelle durch den Werth $m = \text{const} \sin \frac{\alpha}{2}$ gegeben. Dann wurde an das eine oder andere Ende der Stahlmagnete ein Eisenstab von gleichen Dimensionen angelegt, und die Vertheilung der Momente in demselben in gleicher Weise bestimmt. Dieselbe entsprach der Formel

$$m = A\mu^x,$$

wo A und μ Constante sind, x aber den Abstand der Mitte der untersuchten Stelle vom Magnetpol bezeichnet. — Wurden an die beiden Pole desselben Stahlmagnetes Eisenstäbe gelegt und in dem einen derselben die Vertheilung der Momente in gleicher Weise bestimmt, oder wurde bei

1) Wehrich, Pogg. Ann. Bd. CXXV, S. 276. 1865^r.

diesen Beobachtungen der Magnet durch einen in einer Spirale herum geleiteten Strom noch stärker temporär magnetisirt, oder wurde nur ein der Eisenstäbe in eine kürzere Magnetisirungsspirale eingeschoben und das Moment an dem aus derselben hervorragenden Ende bestimmt, so war für alle Fälle die Vertheilung der Momente durch dieselbe Formel dargestellt, in welcher nur je nach der Stärke der magnetisirenden Kraft die Constante A sich änderte, μ aber nahezu denselben Werth (0,95 bis 0,9) behielt. Dieses Resultat entspricht den Principien, nach denen die Formel von Biot (§. 357) entwickelt ist, unter der Bedingung, dass die Magnetisirung jedes Theilchens der auf sie wirkenden magnetisirenden Kraft direct proportional ist.

- 413 Die Aenderung der Vertheilung des Magnetismus in einem magnetisirten Stahlstab durch Annähern von Eisen und Stahl wurde auch schon von Erman ¹⁾ beobachtet, indem er einen zangenförmigen Drath um verschiedenen Stellen des Stabes legte und die Enden desselben mit dem Galvanometer verband. Die Veränderung des Magnetismus beim Legen von Eisen- und Stahlstäben und Magneten an den Stab gab durch einen Inductionsstrom im Galvanometer zu erkennen.

Wurde z. B. der Drath um den einen Pol des Magnetstabes geschlungen, so ergab sich beim Anlegen von weichem Eisen eine Aenderung des Magnetismus; ebenso wenn man an ihn einen ungleichnamigen Pol eines Magnetstabes anlegt. Legt man den Drath um die Biegung eines Hufeisenmagnetes, und bringt an den einen Pol desselben ein weiches Eisen oder einen freundschaftlichen Pol eines Magnetes, so erregt man einen Inductionstrom, der die Verschiebung des Indifferenzpunktes von der Biegung des Hufeisens nach der Seite des angelegten Eisens anzeigt, und dieselbe Richtung hat, wie wenn der berührte Pol des Magnetes vorwärts geschoben würde.

Der von Erman beim Anlegen eines Magnetpoles an das Ende einer in einer Spirale liegenden Messingstabs beobachtete inducirte Strom geht nicht auf gleiche Weise in der Spirale inducirt; auch konnte Faraday den Versuch mit Kupferstäben nicht erhalten.

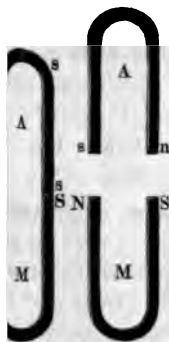
- 414 Legt man einen Magnetstab NS nicht unmittelbar an das Ende eines Eisenstabes AB (Fig. 199) an, sondern bleibt zwischen beiden ein Zwischenraum, so ist die Einwirkung des Magnetes auf die ungleich weit von ihm abliegenden Theilchen von A nicht so verschieden, wie bei unmittelbarer Berührung, und es überwiegt zugleich die gegenseitige Einwirkung magnetischer Moleküle des Stabes A auf einander, welche, wenn die magnetisirende Kraft alle Theilchen gleichmässig afficirt, ein Maximum

¹⁾ P. Erman, Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 471. 1833*; ähnlich auch M. Pogg. Ann. Bd. XXXVIII, S. 440. 1836*; und neuerdings Trève, Compt. T. LXXV, 1508 u. 1708. 1872*; und Jamin, Compt. rend. T. LXXV, p. 1672. 1872.*

magnetischen Momentes in der Mitte des Stabes zur Folge haben

Dieses Maximum rückt bei der Einwirkung des Magnetes *NS* den dem Magnetpol *N* zunächst liegenden Punkt des Eisenstabes

Fig. 200.



vor, und von dem dem Maximum entsprechenden Punkte an, welcher nach aussen keine magnetische Wirkung äussert, zeigt der Stab auf der dem Pol *N* zugekehrten Seite die entgegengesetzte, auf der ihm abgekehrten Seite die gleiche Polarität wie der Pol *N*. Je weiter der Magnetpol vom Eisenstab entfernt ist, desto mehr rückt der Punkt des Maximums nach der Mitte des Eisenstabes hin.

Diese Vertheilung des Magnetismus hat Poggendorff¹⁾ auch an einem hufeisenförmigen Anker *A* bemerkt, den er entweder direct auf die Pole *N* und *S* eines vertical stehenden hufeisenförmigen Elektromagnetes *M* aufsetzte, wo dann die Schenkel des Ankers die gleiche

mit den sie tragenden Polen zeigten; oder nur annäherte, wo entgegengesetzte Polarität, wie die gegenüberliegenden Magnetkennlinien liessen. Fig. 200 zeigt die Vertheilung der Polarität in diesen Fällen. In derselben bezeichnen *n* und *s* die mit der Nord- und Süd- behafteten Stellen des Ankers.

empirische Sätze über das Verhalten der Magnete von verschiedener Gestalt und verschiedenem Gewicht.

Zu diesen Sätzen haben wir noch eine Anzahl von Sätzen über den magnetischen Magnetismus, die Schwingungsdauer und die Tragkraft der magnetisirten Stahlstäbe mitzutheilen, welche von Haecker empirischem Wege gefunden worden sind. Wir stellen dieselben zusammen:

1) Schwingungsdauer verschiedener geradliniger Magnetstäbe nach den Versuchen bei Stäben von 3'' bis 22 $\frac{1}{2}$ '' Länge und 17 bis 1648 Loth Gewicht, von 2 $\frac{1}{8}$ ''' im Quadrat Dicke bis 16''' Breite und 8''' Dicke, entworfen nach der Formel:

$$t = c \sqrt[3]{G} \sqrt[3]{l} = k \sqrt[3]{l} \sqrt[3]{w},$$

wo *G* das Gewicht der Stäbe in Lothen, *l* die Länge der Stäbe in französischen Zollen, *w* ihr Querschnitt und *c* und *k* Constante sind. Für einen Stab von 3'' Länge und 17 Loth Gewicht beträgt die Schwingungsdauer 1,7 Sekunden.

¹⁾ Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 230. 1848*. — ²⁾ Haecker, Pogg. Ann. Bd. LVII, S. 321*; Bd. LXII, S. 366*; Bd. LXXII, S. 63*; Bd. LXXIV, S. 394*.

Diese Formel gilt nach den Versuchen auch für mehrere zusammengelegte Stäbe, sowie für röhrenförmige Magnete, bei denen die Schwingungsdauer kleiner ist, als die von gleich langen und dicken, massencylindrischen Magnetstäben.

Wird indess der Querschnitt im Verhältniss zur Länge der Stäbe sehr vermindert, so ändert sich bei weiterer Verminderung ihre Schwingungsdauer nicht mehr, sondern bleibt constant. Dies tritt ein bei

Länge . . .	16'	8'	6'	4'	2'	1'	6"
bei einem Ge- wichte von .	68	17	306	136	34	8 $\frac{1}{2}$	2 $\frac{1}{8}$
	Pfd.	Pfd.	Lth.	Lth.	Lth.	Lth.	Lth.

Magnetisirt man einen Stab einmal so, dass seine magnetische mit seiner Längsrichtung zusammenfällt, und dann so, dass sie auf selben senkrecht steht, also der Stab transversal magnetisirt ist, so man im ersten Falle die „horizontale“, im zweiten die „verticale“ Schwingungsdauer des Stabes bestimmen, während der Stab so aufgehängt dass im ersten Falle seine Längsrichtung horizontal, im zweiten vertical ist. Dann ergiebt sich die verticale Schwingungsdauer nach den Versuchen:

$$t_1 = c \sqrt{l_1} \sqrt[3]{\Omega} \sqrt[3]{w},$$

wo Ω der grössere, w der kleinere Querschnitt, l_1 die Länge der jetzigen magnetischen Axe des Stabes ist.

Die Tragkraft T geradliniger Magnete findet Haecker der Formel

$$T = a \sqrt[3]{G^2}$$

entsprechend bei 9 Magnetstäben von $\frac{1}{4}$ Loth bis 81 Loth Gewicht $2\frac{2}{3}$ " bis $17\frac{1}{2}$ " Länge. Die Tragkraft des kleinsten unter den Stäben von $\frac{1}{4}$ Loth und $2\frac{2}{3}$ Zoll Länge betrug $7\frac{1}{2}$ Loth. Es war $a = 1$ im Mittel. Bei den Versuchen waren die Enden der Stäbe genau gebohrt und die Stäbe vertical befestigt, die Anker flach abgefeilt und eben so dick wie die Magnete oder dicker. Sie wurden mit der Hand an den Enden der Magneten entlang geschoben, bis sie dieselben nur in einer Kammer rührten, und dann durch Gewichte abgerissen.

Aus den Formeln I. und II. folgt:

$$ac^2 = \frac{Tt^2}{\sqrt[3]{G^4} \sqrt[3]{l}}.$$

Bei verschiedenen starken Magnetisirungen desselben Stahlstabes ändert sich a und c ; es bleibt aber nach den Versuchen ac^2 constant, also Tt^2 . Es müssten sich also dann die Tragkräfte umgekehrt wie die Schwingungsdauern verhalten¹⁾.

¹⁾ Eine Reihe von Sätzen für den in Eisencylindern durch einen angenähert net erregten Magnetismus ist von E. Becquerel (E. Becquerel, Compt. rend. p. 1708. 1845*), indess ohne Angabe der specielleren Versuche, aufgestellt worden. Er gleich lange Cylinder von weichem Eisen unter dem Einflusse eines M-

Wir übergehen die weiteren Folgerungen aus diesen Resultaten, wenn ein gewisser praktischer Werth nicht abzusprechen ist, da sie alle aus vielen Versuchen hervorgegangen sind. Von theoretischer Bedeutung können die angegebenen Formeln indess nicht sein.

Um den Einfluss der Gestalt auf das Moment verschieden geformter Stabmagnete, namentlich für praktische Zwecke, zu untersuchen, formte Lamont¹⁾ aus Eisenblech folgende Körper:

13

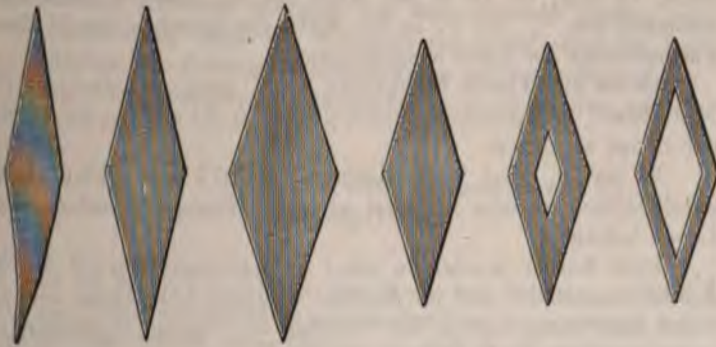
14

15

16

17

18



20

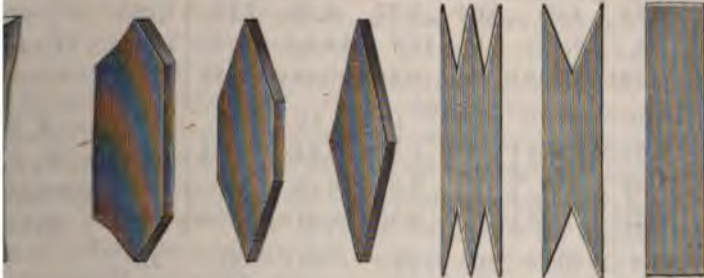
21

22

23

24

25



liess. Es sollte hiernach die dritte Potenz der Schwingungsdauer dem Geometrischen Kubikwurzel aus dem Gewicht oder der Quadratwurzel aus dem Querschnitt entsprechen. In dickeren Stäben würde also der in jeder Elementarteilchen enthaltene Magnetismus um so schwächer sein, je dicker sie sind. Wird die Eisenmasse feiner vertheilt, so soll der in jedem Element erregte Magnetismus erstens um die dritte Potenz der Dichtigkeit der in der Volumeneinheit enthaltene magnetischen Masse proportional sein. Bei gleicher Dichtigkeit soll für Eisenspäne, Eisenpulver und massives Eisen der durch einen Magnet in denselben inducirte Magnetismus derselbe sein. Ebenso gross soll er auch bei gewöhnlicher Temperatur im Eisen sein, so dass zwei gleich lange Stäbe von Eisen und Nickel von gleichem Gewicht gleich schnell schwingen. Der Magnetismus des natürlichen Magneteisensteins soll von dem des Eisens betragen.

¹⁾ Lamont, Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 239. 1861*; Magnetismus S. 121*.

1 bis 6. Sechs Parallelogramme von Eisenblech, 0,3''' dick, und resp. 2, 3, 4, 6''', 6,8''', 9,1''', 11,4''', 13,7''' breit.

7 bis 11. Fünf Eisenkerne, 43,2''' lang und gleich schwer, Querschnitt von 7 ein gleichseitiges Dreieck, von 8 ein Kreis und von 9 ein Quadrat, von 10 und 11 Parallelogramme von 6,0''' und 4,1''' resp. 12,4''' und 2,1''' Seiten.

12 bis 15. Vier rhombische Nadeln, 59,6''' lang. Breite in der Mitte wie 1 : 2 : 3 : 4. Breite der breitesten Nadel 19,5''' (siehe die Figur).

16 bis 18. Drei rhombische Nadeln, 46,0''' lang, in der Mitte 13,9''' breit; 15 voll, bei 16 in der Mitte ein der äusseren Gestalt ähnlicher Rhombus von $\frac{1}{3}$, bei 17 in der Mitte ein Rhombus von $\frac{2}{3}$ des ganzen Flächenraums der Figur ausgeschnitten.

19 bis 22. Flache Stahlstücke 43,1''' lang, 1''' dick, 10,0''' in der Mitte breit; 19 parallelepipedisch, 20 auf $\frac{1}{6}$, 21 auf $\frac{1}{3}$, 22 auf die Hälfte der Länge zugespitzt.

23 bis 25. Drei Parallelogramme, 47,0''' lang, 9''' breit, 0,4 dick, parallelepipedisch oder mit zwei oder drei Spitzen versehen, die $\frac{1}{4}$ der Länge betragen.

Diese Körper wurden in einer Magnetisirungsspirale durch gleiche Kräfte magnetisirt und ihr Moment m durch Ablenkung einer Magnetnadel nach Compensation der Wirkung der Spirale bestimmt. Das Gewicht derselben sei G ; dann ergab sich

	1	2	3	4	5	6	7	8	9
m	2,69	4,05	5,04	5,77	6,25	7,12	7,255	6,806	7,300
G	2,8	5,8	9,0	11,7	14,3	16,7	1	0,99	1,14
m/G	0,961	0,699	0,560	0,493	0,454	0,425	7,255	6,875	6,404
	10	11	12	13	14	15	16	17	18
m	6,952	8,248	4,304	5,313	5,944	6,595	3,46	3,47	3,17
G	1,05	1,13	4,95	9,84	14,45	19,45	1,02	0,85	0,52
m/G	6,621	7,299	0,870	0,539	0,412	0,339	3,39	4,08	6,04
	19	20	21	22	23	24	25		
m	44,6	34,3	27,7	23,6	5,075	4,908	6,005		
G	37,2	28,8	23,6	18,0	1,00	1,10	1,41		
m/G	1,20	1,19	1,17	1,32	4,659	4,462	4,259.		

Magnetnadeln in Form einer durchbrochenen länglichen Ellipse haben nach Kater¹⁾ ein schwächeres Moment als spitz zulaufende parallelogrammatische Nadeln. Nach Kupfer²⁾ steigert die Zuspitzung der Enden eines cylindrischen Stabes das Maximum der permanenten Magnetisirbarkeit, bis die Höhe der conischen Zuspitzung 0,77 des Durch-

¹⁾ Kater, Phil. Trans. 1821. p. 104*. — ²⁾ Kupfer, Gehler's physikal. Wörterbuch. Bd. VI, S. 806*.

sers ihrer Basis beträgt; bei weiterer Zuspitzung tritt wieder eine Abnahme ein. — Abrundung der Enden wirkt weniger stark. —

Im Allgemeinen zeigen also bei gleicher Masse schmalere und dünnere Magnete die grösseren Momente. Für die Praxis dürften mithin die nadelartigen Magnete von der Form der gebräuchlichen Magnetnadeln die zweckmässigsten sein ¹⁾, bei denen zugleich das Trägheitsmoment im Verhältniss von 1 : 3,75 kleiner ist, als bei prismatischen Magneten. Dass das Ausbohren der Mitte der Nadeln bis zu ziemlich grossen Oeffnungen das Moment denselben kaum ändert, zeigen die Versuche 16 bis 18.

Bei Herstellung stärkerer Magnete und Magnetnadeln dürfte, um zu grosser Schwächung durch die Wechselwirkung der parallelen Lamellen zu vermeiden, die Uebereinanderschichtung mehrerer Magnete in grosser Entfernung der Anwendung dickerer Magnete vorzuziehen sein ²⁾.

5. Anziehung von Eisen- und Stahlstäben durch die Magnetisirungsspiralen.

Hängt man an einem Wagebalken über einer, mit ihrer Axe vertical 417
gestellten Spirale einen permanent magnetisirten Stab vertical auf, so leitet durch die Spirale einen Strom, so sind die Wirkungen desselben auf beide Pole des Magnetstabes entgegengesetzt und subtrahiren sich von einander. Fliesst durch die Spirale der Strom (von oben gesehen) in der Richtung des Uhrzeigers, ist der untere, der Spirale nähere Pol des Magnetes ein Nordpol, so überwiegt die Wirkung der Spirale auf diesen Pol die auf den anderen Pol, der Magnet wird in die Höhe hineingezogen. Die Kraft, mit der dies bei verschiedener Entfernung des Magnetes geschieht, kann bestimmt werden, indem man die Spirale in verschiedener Höhe unter dem Magnet anbringt und den Wagebalken durch Gegengewichte bis zur horizontalen Einstellung belastet. Man findet dann, dass zuerst die Wirkung der Spirale bei Annäherung des Magnetes an dieselbe zunimmt, dass sie dann aber, wenn der Magnet den inneren derselben eintritt, abnimmt, bis der Mittelpunkt des Magnetes auf halber Höhe der Spirale steht. In dieser Lage sind die Kräfte, welche die beiden Pole des Magnetes nach den beiden Enden der Spirale gezogen werden, gleich gross. Wird der Magnet noch weiter gehoben, so wird er im Gegentheil in die Höhe gezogen, so dass er die bezeichnete Stellung einzunehmen strebt, indem nun sein oberer Pol stärker nach oben, als sein unterer nach unten gezogen wird.

¹⁾ Coulomb, Gehler's Wörterbuch l. c.*. — ²⁾ Dass hierbei das Moment grösser ist, wenn die Lamellen sich nicht in ihrer ganzen Länge, sondern nur an ihren Enden berühren (Stöhrer, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 484. 1849*), fand Lamont nicht bestätigt. Die weitere Literatur s. Lamont, Magnetismus S. 118 u. fgdte.

Diese Resultate ergeben sich unmittelbar aus den Betrachtungen §. 162. Auch durch einige Versuche sind sie von v. Feilitzsch bestätigt worden. Er verwendete bei denselben einen kleinen, 23,678 schweren Magnetstab von 101 Millimeter Länge und 20,3 Millimeter Durchmesser, der über einer Spirale von 126 Windungen Kupfer 295 Millimeter Länge und 129 Millimeter innerem Umfang aufgewickelt war. Die folgende Tabelle giebt einige der erhaltenen Resultate. a den Abstand der Mitte des Magnetes von der Mitte der Spirale in Millimetern, g das bei der Anziehung des Magnetes die Spirale zum Aequilibrium des Wagebalkens erforderliche Gewicht in Milligrammen:

a	187	167	147	127	107	87	67	47	27	0,7	-
g	190	382	493	474	313	115	32	16	11	2	-

Befindet sich der Magnet bei diesen Versuchen in der Axenrichtung der Spirale, so ist er in labilem Gleichgewicht; sowie er indess ein wenig von einer Seite ausweicht, so begiebt sie sich an die ihm zunächst gelegene Stelle der Wand der Spirale, da die Windungen dann auch eine senkrecht wirkende Componente der Kraft liefern (vgl. §. 163).

418 Stellt man eine von einem galvanischen Strom durchflossene Spirale mit ihrer Axenrichtung vertical auf und senkt in sie einen an dem Ende eines Wagebalkens hängenden Eisenstab, so wird derselbe in der Richtung der Axenrichtung der Spirale magnetisch. In Folge dessen wird der Eisenstab in die Spirale hineingezogen.

Ist die Intensität des Stromes in der Spirale sehr gross, so überwindet diese Anziehung selbst den Zug der Schwerkraft gegen den Eisenstab. Der Stab vermag ohne Unterstützung in der Spirale zu schweben. Er bleibt dabei nicht in ihrer Mitte, wie man früher geglaubt, sondern legt sich gegen die Seitenwand der Spirale³⁾.

Es ist hierbei ein bemerkenswerther Unterschied zwischen der Drahtspirale und einem hohlen Stahlmagnet zu beachten. Stellt man die Spirale so auf, dass z. B. ihr Südpol nach oben gewendet ist, und eine Magnetnadel von oben so hinein, dass sich ihr Südpol gleich oberhalb befindet, so wird nach dem Vorigen die Nadel in die Spirale hineingezogen. Wird aber die Magnetnadel in ganz gleicher Weise in einen hohlen magnetisirten Stahlcylinder von etwa 1 Decimeter Länge und 6 bis 8 Millimeter innerem Durchmesser, dessen Südpol gleich nach oben liegt, eingeschoben, so wird sie im Gegentheil aus dem

1) v. Feilitzsch, Fernwirkungen des Stromes, p. 81*. — 2) Dass sich die Anziehung der Stahlmagnete bei gleicher Stromintensität nicht durch Erhitzen der Spirale ändert, ist von vornherein klar. Nur bei Eisendrathspiralen zeigt sich ein derartiger Einfluss, da sich durch die Erhitzung die Magnetisirbarkeit der Spirale selbst ändert (Gore, Phil. Mag. [4] Vol. XL, p. 264. 1870*; Carl's Repert. Bd. VI, S. 277. 1853). — 3) Barlow, Elektromagnetismus; und Encyclop. Metrop. p. 30; Dove, Rep. I, S.

hinausgestossen ¹⁾. Der Grund dieses verschiedenen Verhaltens ist leicht zu übersehen, da der hohle Magnet sich wie ein System von neben einander im Kreise herum liegenden Solenoiden verhält, also durchaus nicht mit einem geschlossenen Kreisstrom parallelisirt werden kann.

Die Messung der Anziehung von Eisenstäben durch eine ihrer Axe concentrische, vom Strom durchflossene Spirale bestätigt im Allgemeinen die Sätze, welche wir in Betreff des temporären magnetischen Momentes aufgestellt haben. Solche Versuche sind namentlich von Hankel ²⁾ in folgender Weise angestellt worden:

An den einen Arm eines Wagebalkens wurde eine Spirale von 91,2^{mm} Länge, 55,8^{mm} innerem und 91,2^{mm} äusserem Durchmesser, welche aus zwei gleichen und parallelen, überspannenen Kupferdräthen gewickelt waren, so aufgehängt, dass ihre Axe vertical war. Die Enden der Dräthe der Spiralen tauchten in Quecksilbernäpfe, vermittelt welcher der Strom einer Grove'schen Säule durch sie hindurchgeleitet wurde. Die Intensität I dieses Stromes wurde durch eine Sinusbussole gemessen. Unter den Spiralen wurden verschieden lange und dicke Eisenstäbe vertical aufgestellt. Dieselben wurden durch die Einwirkung des Stromes in der über ihnen hängenden Spirale magnetisirt, und so wurde die Spirale zu ihnen hingezogen. Die zum Einstellen der Wage erforderlichen Gewichte geben ein Maass für diese Anziehung.

Die Richtung des Stromes in der Spirale wurde gewechselt, so dass die durch den Erdmagnetismus im Eisenstab erzeugte Magnetisirung in dem einen Fall die Anziehung der Spirale beförderte, im anderen verminderte. Die halbe Summe S beider Versuche ergab dann die in Folge der Magnetisirung durch den Strom bewirkte Anziehung allein, die halbe Differenz D die Wirkung der Spirale auf die im Stabe durch den Erdmagnetismus erzeugte Magnetisirung.

Der durch den Strom in der Spirale hervorgerufene Magnetismus M des Stabes wächst nahezu proportional der Intensität des ersteren, der durch die Wirkung der Erde in demselben erzeugte Magnetismus m ist aber von jener Intensität unabhängig. Da nun die Anziehung oder Abstossung der Stäbe dem Producte ihrer Magnetismen mit der Intensität der die Spirale durchfliessenden Ströme proportional ist, so muss der dem Magnetismus M entsprechende Werth der Anziehung S dem Quadrat der Stromintensität I , die durch den Magnetismus m erzeugte Anziehung oder Abstossung D der Stromintensität I direct proportional sein.

Dies zeigt u. A. folgende Tabelle, bei der die der Intensität $I = 1$ entsprechenden Werthe von S und D gleichfalls gleich 1 gesetzt worden sind:

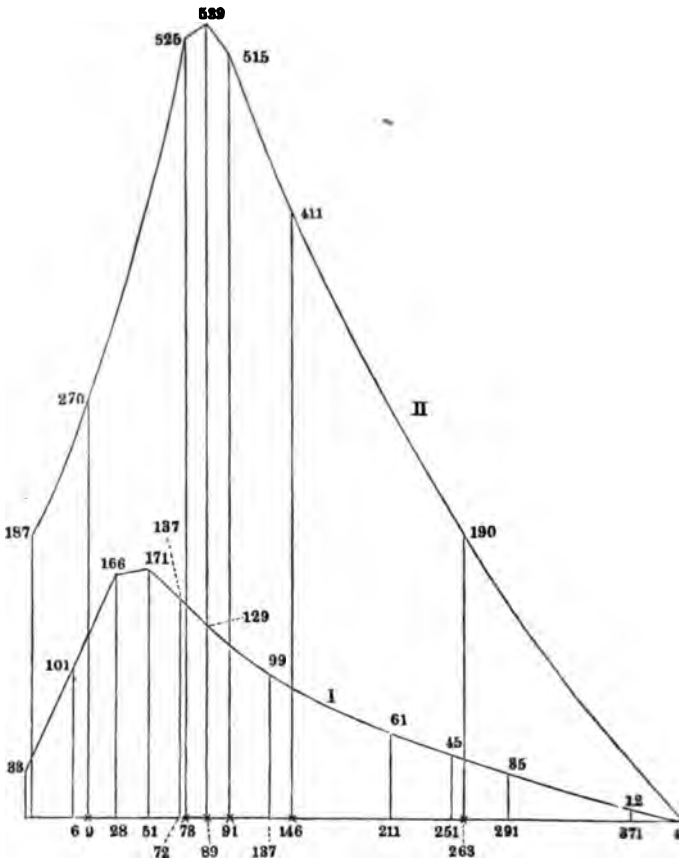
¹⁾ Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 230. 1848°. — ²⁾ Hankel, Berichte der K. Sächs. Gesellschaft, 1850. S. 78°.

I	1	0,540	0,081
\sqrt{S}	1	0,542	0,087
D	1	0,621	0,083

Auch als unter den Eisenstab eine feste Spirale gestellt wurde, der an der Wage hängenden Spirale gleich war und in gleichem wie jene, von demselben Strom durchflossen war, ergab sich die Anziehung dem Quadrat der Stromintensität proportional.

Wurde der Strom, statt durch den einen der die Spirale bildenden Drähte, durch beide hinter einander geleitet, so war die Anziehung sonst gleichen Verhältnissen viermal so stark, da sich sowohl die Anziehungskraft der Spirale, wie der durch sie erzeugte Magnetismus des Stabes verdoppelt hatte.

Fig. 201.



1. Es ist also die Anziehung eines Eisenstabes durch vom Strom durchflossene Magnetisirungsspirale dem Qu

densität des Stromes und dem Quadrat der Windungs-
r Spirale direct proportional, so lange der Magnetismus des
ich noch nicht dem Maximum nähert. — Dieses Resultat ergaben
aloge Versuche von Dub ¹⁾).

urde die Spirale an der Wage in verschiedenen Höhen über einem
be von 815^{mm} Länge und 29,7^{mm} Dicke aufgehängt, so war die
ng ein Maximum, als etwa der obere Raud der Spirale mit dem
Rand des Eisenstabes zusammenfiel, oder sich ein wenig über dem
befand. Indess ist hierauf sowohl die Länge des Stabes, wie
Spirale von Einfluss.

beifolgende Figur 201 zeigt dies Verhalten bei der beschriebenen
I) und einer zweiten (II) doppelt so langen. Als Abscissen sind
ände des oberen Endes des Eisenstabes von der Mitte der darüber
len Spirale verzeichnet, wobei dieselben für die zweite Spirale auf
fte reducirt sind; als Ordinaten sind die Anziehungen derselben
en Eisenkern verzeichnet.

Allgemeinen senkt sich der Eisenstab bei dem Maximum der An-
um so weiter in die Spirale ein, je länger er im Verhältnisse zu
n ist. Wurde auch bei diesen Versuchen eine feste, der ersten
Spirale ebenso weit unter dem Eisenstabe befestigt, wie die an
hängende sich darüber befand, so war die Anziehung im Maximo,
äusseren Ränder der Spiralen mit den Enden des Stabes in glei-
che sich befanden; wurden die Spiralen gegen die Mitte des Stabes
en, so nahm die Anziehung erst ab, und dann wieder bis zu einem
m zu.

zwei Eisenstäben von gleicher Länge (815^{mm}) und verschiedenen 420
essern (29,7^{mm} und 14,8^{mm}), unter denen noch eine feste Spirale
llt war, ergaben sich die Anziehungen der an der Wage hängen-
rale bei drei verschiedenen Stellungen A, B, C der Spiralen, bei
e immer weiter von einander entfernt wurden (die in Klammern
hen Zahlen geben das Verhältniss der betreffenden Werthe):

Esser	Anziehung			
	const. \sqrt{d}	A	B	C
	(1)	199 (1)	149 (1)	154 (1)
	(0,7)	183 (0,66)	107 (0,74)	114 (0,78)

Ähnliche Resultate ergaben andere Versuche.

¹⁾ b, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 255. 1853*.

2. Die Anziehung ist also nahezu proportional der Quadratwurzel aus dem Durchmesser der Stäbe, wie dies zuerst Dub an Hankel's Versuchen berechnet hat.

Dub¹⁾ selbst hat gleichfalls Eisenstäbe von verschiedener Länge l und Dicke d vertical über der Mitte einer $1\frac{3}{4}$ " weiten und ebenso hohen Spirale von 192 Drathwindungen so aufgehängt, dass die untere Fläche der ersteren mit dem unteren Rande der letzteren zusammenfiel. Beim Aequilibren der Wage durch Gewichte G , nachdem Ströme durch die Spirale geleitet worden waren, deren Intensität I aus dem Ausschlag der Nadel der Tangentenbussole berechnet wurde, ergab sich:

d	$l = 6'' \quad I = 404$		$l = 6'' \quad I = 624$		$l = 12'' \quad I = 624$	
	g	$\frac{g}{\sqrt{d}}$	g	$\frac{g}{\sqrt{d}}$	g	$\frac{g}{\sqrt{d}}$
$\frac{1}{2}''$	3 Grm.	2,12	9	6,3	11,5	8,013
$\frac{3}{4}''$	4,4	2,54	11,9	6,8	14	8,000
1''	5	2,5	13	6,5	16	8
$1\frac{1}{2}''$	7	2,85	18	7,3	21,5	8,7

Auch hier bestätigt sich das oben ausgesprochene empirische Gesetz unter gewissen Beschränkungen.

Als Hankel an das eine Ende des Wagebalkens hufeisenförmige Eisenstäbe von etwa 800^{mm} Länge und 28,4 oder 15,8^{mm} Dicke hing und ihre beiden Schenkel in zwei gleiche, von demselben Strom durchflossene Drathspiralen einsenkte, fand er viel stärkere Anziehungen, wenn beide Spiralen nur in gleicher Weise über die Enden eines goldenen Stabes von denselben Dimensionen geschoben waren, und zwar war die Differenz in beiden Fällen um so grösser, je weiter die Spiralen von den Enden der Stäbe entfernt waren. Bei gleicher Stellung der Rollen für die beiden Hufeisen ergaben sich die Anziehungen g :

d	g	$\frac{g}{\sqrt{d}}$
28,4	206	12,2
15,8	141	11,2

also wiederum nahezu ein den Wurzeln der Durchmesser entsprechendes Verhältniss der Anziehungen.

Dass alle diese Resultate mit Ausnahme des ad 1 angeführten Folge der ungleich starken magnetisirenden Einwirkung der Spiralen

¹⁾ Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 255. 1858*.

Eisenstäbe u. s. w. nur eine specielle, innerhalb enger Grenzen güt-Bedeutung haben, folgt unmittelbar aus den an anderen Orten gemachten Bemerkungen¹⁾.

Die Stromstärke, welche erforderlich ist, um einen bestimmten Eisen- 421
in einer Magnetisirungsspirale schwebend zu erhalten, ist von
altenhofen²⁾ bestimmt worden, indem er den mit einer Glasröhre
ebenen Eisenkern erst durch einen stärkeren Strom zum Schweben
brachte und den Strom dann so lange schwächte, bis der Kern gerade
abglitt. Die Intensität des Stromes wurde dabei an einer entfernten
Verticalbussole abgelesen. Die Versuche wurden stets bei entgegen-
gesetzter Stromesrichtung wiederholt. Die durch verschiedene Strom-
stärken erzeugten Momente der Spirale x für sich, so wie der in ihrer
Mittelpunkt befestigten Eisenkerne m wurde gleichfalls auf die bekannte Art
durch Ablenkung einer ihnen in ostwestlicher Richtung gegenübergestell-
ten Verticaladel gemessen. Bezeichnen in beifolgender Fig. 202 (a. f. S.) die Abscisse
die Momente der Spirale (von 182^{mm} Länge, 30^{mm} Weite und 30 Drath-
windungen), die Ordinaten der drei Curven A, G, H , die entsprechenden
Momente dreier Eisenstäbe in ihnen, deren Gewichte wie 1 : 4 : 9
verhalten (von 190^{mm} Länge, und 130,70; 67,78;

¹⁾ Einige weitere empirische Resultate sind von St. Loup (Ann. de l'école nor-
m. VII, p. 181. 1870^{*)} beobachtet worden. Cylindrische Eisenkerne wurden mit
Axen vertical in conaxiale Spiralen eingehängt, die höher und nieder gestellt wer-
den konnten. Der Verticalabstand der Mitten der Kerne und Spiralen sei gleich c .
Die Kerne waren an einem stärkeren Hebel aufgehängt und durch Gegengewichte äqui-

libirt. Ihre Anziehung durch die Spiralen wurde durch die Gewichte bestimmt, die sie
zurückhalten konnten. Die Stromintensität war überall die gleiche. Bei kurzen Spi-
ralen (von 14^{mm} Höhe, 37 bis 177^{mm} Durchmesser) nimmt hiernach die Anziehung ge-
gen Eisenkerne bei gleicher Stromintensität mit wachsendem Durchmesser der Spi-
ralen ab und zwar in einem, je nach dem Abstand c variablen Verhältniss. Der Ab-
stand c , für den die Wirkung des Kerns ein Maximum ist, ist um so grösser, je kleiner
der Durchmesser ist. Mit wachsendem Abstand c wächst unter sonst gleichen Verhält-
nissen die Anziehung zuerst proportional c fast bis zu ihrem Maximum; dann nimmt
sie sehr schnell und allmählich immer langsamer ab. Auch die Dicke der Kerne ist
von Einfluss.

Bei wachsender Länge der Kerne nähert sich die Maximalanziehung einer Constanten.
Dieses Maximum wird bei allen Kernen erreicht, wenn etwa $c = 10^{\text{cm}}$ ist. Die gesammte
Wirkung bei der Bewegung des Kerns (gemessen durch den Flächenraum der Curve, deren
Abscissen die Werthe c , deren Ordinaten die Anziehungen sind) wächst bei gleichem
Kern (17^{mm}) und verschiedenem Durchmesser (37 bis 177^{mm}) Durchmesser der Spiralen
mit wachsendem Kern nahezu proportional der Länge des Drahtes; sie nimmt mit wachsen-
der Länge der Kerne schnell zu und nähert sich dabei einer Constanten.

Bei wachsender Länge der Kerne muss man, um das Maximum der Arbeit zu er-
reichen, auch die Höhe der Spiralen verlängern.

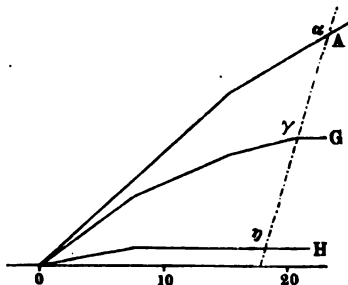
Bei Spiralen, die die Kerne gerade umschliessen, wächst bei gleicher Höhe und
Länge (wo also die Windungszahl mit wachsendem Durchmesser abnimmt) die Arbeit
mit dem Durchmesser des Stabes bis zu einem Maximum und nimmt dann wieder ab.
Bei gleichbleibender Spirale und verschiedenen Kernen nimmt die Anziehung zu, bis
der Durchmesser des Kerns dem inneren Durchmesser der Spirale gleich ist.

v. Waltenhofen, Pogg. Ann. Bd. CXLI, S. 458. 1870^{*)}; Sitzungsber. d. Wiener
Akad. Bd. LXII, II. Abthl. 21. Juli 1870^{*)}.

Edemann, Galvanismus. II.

9,66 Grammen Gewicht), so sind die Momente, bei denen sich die Stäbe in der Spirale schwebend erhalten, durch die Ordinaten der Punkte, α, γ, η

Fig. 202.



bezeichnet, welche nahezu in einer geraden Linie liegen. Je enger und länger die Magnetisirungsspirale ist, desto mehr steigen die zum Schweben der Stäbe erforderlichen Momente mit wachsendem Gewicht derselben an, desto stärker ist also jene gerade Linie gegen die Abscissenaxe geneigt. Je weicher die Stäbe sind, desto mehr verschiebt sich jene Gerade sich selbst parallel gegen den Coordinatenanfangspunkt;

ebenso wenn die Stäbe sich stärker in den Spiralen reiben.

Im Allgemeinen wird, wenn G das Gewicht des Eisenkerns ist, das zum Schweben desselben erforderliche Moment der Spirale x und des Stabes m durch die Gleichung

$$G = k \cdot x m$$

gegeben sein, wo k eine von der Form der Spirale und des Kernes abhängige Constante ist. Bei Stahl- und Eisenstäben von gleicher Dichte und gleichem Gewicht wird also unter sonst gleichem Verhältniss der Werth der zum Schweben erforderlichen Stromstärke x ein Maass für die Härtegrade der Stäbe sein, da mit dieser allein das von x abhängige Moment m derselben sich ändert.

- 422 Hängt man an die Enden eines Wagebalkens einen massiven Eisen-cylinder von etwa 14^{mm} Durchmesser, 103^{mm} Länge und 128 Grammen Gewicht und ein gleich langes, hohles Eisenrohr von etwa 17^{mm} Durchmesser und 24 Grammen Gewicht, äquilibrirt beide durch Gegengewichte und senkt sie etwa zur Hälfte in zwei darunter gestellte, ganz gleiche Magnetisirungsspiralen von etwa 91^{mm} Höhe, 30^{mm} Breite und 144 Windungen eines 3^{mm} dicken Kupferdrathes, durch welche man denselben Strom hinter einander leitet, so sinkt bei stärkeren Strömen (von zwei Bunsen'schen Elementen) der massive Stab, bei schwächeren aber das Rohr in die untergestellte Magnetisirungsspirale, da im letzteren Fall das Moment des Rohres grösser ist; im ersten Fall aber, wo schon bei dem Rohr die Annäherung an das Maximum erfolgt ist, das Moment des Stabes. Es ist hierbei durch besondere Versuche festzustellen, wie tief der massive und hohle Cylinder in die untergestellten Spiralen hineinragen müssen.

¹⁾ v. Waltenhofen, Sitzungsber. d. Wiener Akad. Bd. LXII, II. Abth. 1871 Carl, Repertorium. Bd. VI, S. 305. 1870*. — Einige weitere Versuche hat Ci (Compt. rend. T. LXXIV, p. 733. 1872*, T. LXXV, p. 281. 1872*) angestellt. Cylindrische Eisenröhren werden unter einem kreisförmigen, an der elektrodynamischen Wage (S. 406) horizontal aufgehängten Leiter coaxial in verticaler Lage aufgestellt und derselbe Strom

Dub¹⁾ hat auch die Anziehung geprüft, welche ein nach Art der lemin-Rompershausen'schen Elektromagnete geformtes Eisen durch eine Spirale erfährt. Aus einem $\frac{1}{8}$ " dicken Eisenblech wurde "weiter und 6" hoher Cylinder geformt und derselbe an dem einen durch einen Boden von dem gleichen Bleche geschlossen. In die des Bodens konnte ein 1" dicker und 6" langer Eisenstab eingeaßt werden, welcher bei einzelnen Versuchen seiner ganzen Länge von einer Drathspirale umgeben war. In diese Glocke mit dem wurde eine Spirale von 160 Windungen Kupferdrath von $1\frac{3}{4}$ " em und $3\frac{1}{2}$ " äusserem Durchmesser hineingezogen, die von dem a Strom durchflossen war, wie die Spirale um den Eisenstab. Die hnung durch den Cylinder mit dem Stabe war etwa 3 mal so gross, ie durch den Cylinder allein. Ist das Blech des Cylinders zu schwach, rmdert sich die Anziehung.

Ersetzt man den Apparat durch ein einfaches Hufeisen, auf dessen Schenkel, oder durch ein \square förmiges Stück Eisen, auf dessen mitt-Stück die Spirale hinaufgezogen wird, so ist die Anziehung zwar er wie bei einem einfachen Eisenkern, aber nicht so stark wie bei Glockenmagnet.

Mit der Dicke des Eisenstabes in der Glocke nimmt die Anziehung benso ist sie um so grösser, je enger die Glocke die Spirale umgibt.

scheinander durch den Leiter und die die Cylinder umgebenden Spiralen geleitet. wird die Abstossung ohne Anwendung der Spirale beobachtet, und die Wirkung rns auf den aufgehängten Leiter durch einen zweiten, über dem Elektromagnet auf-en kreisförmigen Leiter compensirt. Darauf wird die Spirale in den Schliessungs-ingelegt. Dann entspricht bei gleicher Stromintensität die Differenz der Abstossun-r Spirale allein und der Spirale mit dem Kern dem Magnetismus des Kerns. ei Röhren von 40, 35, 30, 25, 20^{mm} Durchmesser, von 0,45, 0,75, 0,80, 4,7,)0^{mm} Dicke und Stromintensitäten, die sich in den Grenzen 7530 : 22063 änderten, der Magnetismus der Eisenkerne durch die empirische Formel

$$m = AS(1 - B^r) e^{9/5} \operatorname{arctg} C i e^{-9/5}$$

rückt, in der $\log A = 5,80388$, $\log B = 2,83950$, $\log C = 1,50114$ ist, S die er Windungen der Spirale, r der Radius, e die Dicke der Röhrenwandung, i die ntensität bezeichnet. Die Rechnung ist angestellt, indem die Kraft, mit der ein pol von der Intensität m auf ein Element ds eines Stromes wirkt, wenn ds mit

bindungslinie S beider den Winkel w macht, durch die Formel $f = 0,97 \frac{mi \cdot ds \sin w}{e^2}$

ellt wird. 0,97 ist dann die Kraft, mit der ein Pol Eins auf einen unendlichen s Strom im Abstand von 2 Decimeter vom Pol wirkt.

ir $r = 1$ und $i = 1$ wird

$$m_0 = A(1 - B) \operatorname{arctg} C = 3,75.$$

lesen Werth nennt Cazin den specifischen Magnetismus des Eisens.

10 Eisendrätze von 42 Ctm. Länge und 3^{mm} Durchmesser, vereint zu einem dicken, cylindrischen Bündel gaben einen Magnetismus, welcher $\frac{16}{19}$ von dem gleich weiten und gleich schweren Eisenröhre ist. Werden 16 Ctgrm. Eisen gal-tisch auf die äussere Oberfläche eines 42 Ctm. langen und 8 Ctm. dicken Kupfer-s niedergeschlagen, so ist der Magnetismus nahezu derselbe, wie der berechnete (0,16 statt 0,167). Ein auf ähnliche Weise erhaltener Niederschlag von Nickel r 0,0748^{mm} dicken Schicht zeigte nur einen $\frac{1}{3}$ so starken Magnetismus, wie eine ehende Eisenschicht. — ¹⁾ Dub, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 578. 1855*.

484 Anziehung von Spiralen gegen dünne Glockenmagnete.

So ergab sich u. A. bei 3 Fuss langen Stäben mit einer ebenso langen Glocke und einer Spirale von 900 Windungen:

Durchmesser der Stäbe	Anziehung
4"	65 Pfd.
6"	98 "
8"	125 "

Ebenso war die Anziehung einer Spirale gegen verschiedene S mit und ohne Glocke:

	ohne Glocke		mit Glocke	
	Länge 6"	Länge 12"	Länge 6"	Länge 12"
Eisenstab $\frac{3}{4}$ " dick	16 Grm.	20 Grm.	35 Grm.	40 Grm.
" 1" "	20 "	24 "	48 "	53 "
" $1\frac{1}{2}$ " "	29 "	34 "	69 "	79 "
Hufeisen mit 1" dicken, $2\frac{1}{3}$ " von einander ab- stehenden Schenkeln	33 "	50 "	— "	— "
Dreizack	33 "	57 "	— "	— "

Die Anziehung ist also annähernd den Durchmessern der Stäbe portional und wächst mit der Länge derselben.

Wurde der Eisenstab hierbei mit einer fest mit ihm verbundenen Spirale umgeben, und der Strom hinter einander durch die Spirale und den Stab anziehende Spirale geleitet, so ergab sich keine Vermehrung der Anziehung.

In etwas anderer Weise hat Marianini Sohn¹⁾ diese Versuche gemacht, indem er einen Eisenstab in eine Spirale hineinziehen liess, er mit einer Eisenhülle umgeben hatte. Die Anziehungen betragen zwei verschiedenen Stromintensitäten:

ohne Hülle	10,8 Grm.,	mit Hülle	36,0 Grm.
" "	114,5	" "	253,1 "

424 Ein von dem Verhalten längerer Eisencylinder abweichendes Verhalten zeigen dünne Eisenplatten, wie dies v. Feilitzsch²⁾ zuerst zeigt hat.

Hängte er eine dünne Eisenplatte von 62^{mm} Durchmesser und Grm. Gewicht horizontal an dem einen Ende eines Wagebalkens auf, dass sie in einer kurzen, 20^{mm} hohen, mit ihrer Axe vertical gestellten Spirale von 80^{mm} innerem und 110 bis 155^{mm} äusserem Durch-

¹⁾ Marianini Sohn, Cosmos T. I, p. 213; Dingler's Journ. Bd. CXXV, S. 1852. — ²⁾ v. Feilitzsch, Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 538. 1854*. Fernwirkungen. S. 1

schwebte, so stellte sie sich nicht, wie ein längerer Eisenstab, in der Mitte derselben in eine stabile Gleichgewichtslage ein, sondern diese Gleichgewichtslage war labil; die Platte hob sich über oder senkte sich unter die Spirale, bis sie etwa 12 bis 13^{mm} über oder unter ihrer Mitte eine stabile Gleichgewichtslage angenommen hatte.

War die Eisenplatte nicht genau centrirt, sondern besass sie noch eine seitliche Beweglichkeit, so lehnte sie sich an die innere Wand der Spirale an. Wurde der Platte in ihrer unteren Gleichgewichtslage eine solche Eisenplatte coaxial und parallel genähert, so wich sie von derselben zurück und ging durch die Spirale in die obere Gleichgewichtslage über. Es findet dann also hier scheinbar eine Abstossung der gleichmagnetisirten Platten statt.

Die abstossende Wirkung der Eisenplatte war selbst bei Anwendung eines Stromes von zwei Grove'schen Elementen äusserst gering (kaum 100 Loth)¹⁾.

Der Grund dieses abnormen Verhaltens ist nach meinen Versuchen folgende:

Befindet sich die Eisenplatte in der Mitte der Spirale, so wird wegen der grossen Kürze derselben das Moment der mittleren Theile der Eisenplatte verhältnissmässig gering sein gegen das der Theile an ihrem Ende. In der Mitte der Spirale werden alle Moleküle der Platte magnetisirt, dass ihre Axen der Axe der Spirale parallel sind. Die Platte wird in Folge dieser Polarität der Theilchen wie ein in der Axe befindlicher Magnet in der Mitte der Spirale verharren und nur in Folge der gleichen Anziehung der Spiralwindungen sich gegen ihre innere Fläche bewegen streben. Wird aber die Platte ein wenig nach dem einen Ende der Spirale gerückt, so wirkt die elektromagnetische Scheidungskraft auf die in der Nähe des Randes der Platte gelegenen, also am stärksten magnetisirten Theile nicht mehr parallel der Axe der Spirale.

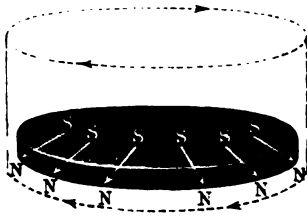
Die magnetischen Axen der Theile werden daher eine gegen die Mitte der Spirale geneigte Stellung annehmen. Indem die unmittelbar am Rande und nahe demselben befindlichen, in dieser Weise magnetisirten Theile gegenseitig auf einander wirken, wird die Neigung ihrer Axen gegen die Axe der Spirale noch grösser werden, als durch den Einfluss der Spirale allein.

Die Polarität der Platte stellt sich hierdurch wie in der Fig. 203 (a. f. S.) dar, wie sich auch direct durch die Anziehung und Abstossung der Platte gegen die Annäheren eines Magnetpoles an die Ränder und die Mitte der Platte zeigen lässt. In Folge der elektro-magnetischen Wirkung der Spirale werden die durch ihre Wechselwirkung mit ihren Axen stark geneigten magnetischen Theile am Rande der Platte sich dieselbe gegen das Ende der Spirale hinbewegen, und dabei werden die Axen der magnetischen Theile an den Rändern der Platte immer mehr die radiale Richtung an-

¹⁾ Dub, Pogg. Ann. Bd. CV, S. 54. 1858*; Elektromagnetismus. S. 223*.

nehmen und die elektro-magnetische Wirkung wachsen, bis die weit vorgeschritten ist, dass die Wirkung der Spirale auf die in

Fig. 203.



tung ihrer Axe schwach magnetisirt werden. Die mittleren Theile und die Randplatte gerade gleich ist.

Nähert man der Platte von unten, so wird sie durch die Spirale ebenso magnetisirt; die Platte an den Rändern gleiche Pole stossen sich ab, indem wiederum die schwach magnetisirten Theile derselben gegen die Platte zurücktritt; zugleich wird durch die Wechselwirkung der Platten auf einander die radiale Richtung der magnetischen Wirkung ihrer Randtheile ein wenig vermindert, und die bewegliche Platte nicht mehr mit der früheren Stärke von der Spirale abgezogen, sie bewegt sich durch diese doppelte Ursache in dieselbe Richtung, geht durch das Beharrungsvermögen in ihre zweite, obere Gleichgewichtslage über.

Bei längeren Stäben kann dieses Verhalten nicht hervortreten, in der Richtung der Axe der Spirale auf einander folgenden derselben, selbst wenn ihre Axen durch die magnetisirende Kraft nicht parallel der Spiralaxe gestellt werden, doch durch ihre gegenseitige Einwirkung sich mit ihren Axen der letzteren nahezu parallel stellen. Dann tritt die gewöhnliche Anziehung der Spirale gegen diese Platte ein.

Nicht begründet ist es, wenn v. Feilitzsch aus diesen Versuchsresultaten schliessen möchte, dass ein eisenmagnetischer Kern sich vor einem Magnet oder einem anderen, ihm gleichem Kern zurückweichen muss, wenn beide einander die befreundeten Pole kehren.

In der That hat Dub beobachtet, dass eine in einer Spirale liegende dünne Eisenplatte in allen Fällen durch einen 2" dicken Eisenkern angezogen wird, wenn die Polfläche des letzteren Platte genähert wird, und zwar mit einer Kraft, die etwa doppelt so gross ist, als die bei obigen Versuchen beobachtete Abstossung.

6. Anziehung und Tragkraft der nicht in sich geschlossenen Elektromagnete.

425 Wir haben jetzt die Anziehung der nicht in sich geschlossenen Elektromagnete gegen Anker von weichem Eisen, sowie gegen geschlossene Elektromagnete zu bestimmen.

Man pflegt diese Anziehung, wenn dieselbe sich bei unmittelbarer Berührung des Elektromagnets und Anker herstellt, mit dem

Tragkraft, wenn sie sich in gewissen Entfernungen äussert, direct mit dem Worte Anziehung zu bezeichnen.

Am einfachsten stellen sich die Gesetze dieser Erscheinungen bei geradlinigen cylindrischen Elektromagneten und Ankern dar.

Wir haben schon §. 289a. erwähnt, dass wir aus dem magnetischen Moment der einzelnen Theile der Anker und Magnete an ihrer Berührungsstelle die Gesetze der Tragkraft und Anziehung ableiten könnten. Es müsste dann die Anziehung und Tragkraft unter den verschiedenen Bedingungen dem Quadrat der magnetischen Momente der Stäbe an ihrer Berührungsstelle proportional sein. Dieses Resultat bewährt sich indess nur bei der Beobachtung der Anziehung von Anker und Magnet, nicht bei der Messung der Tragkraft bei unmittelbarer Berührung, bei welcher sich grosse Abweichungen herausstellen. Der Grund derselben ist indess ein secundärer. Er ist darin zu suchen, dass der Anker vom Magnet nie mit der ganzen Berührungsfläche gleichzeitig abreisst, also auch die zum Abreissen erforderliche Kraft nicht der Summe der Producte der magnetischen Momente sämmtlicher, einander gegenüberstehender Moleküle der Berührungsflächen proportional ist. Der Anker neigt sich stets nach einer Seite vor dem Abreissen. Dabei ändert sich völlig die Vertheilung des Magnetismus in dem magnetischen System. Je grösser die Neigung des Ankers gegen den Magnet vor dem Abreissen ist, desto mehr wird das magnetische Moment an der Berührungsstelle wachsen und daher die Tragkraft zunehmen, da sich hierbei immer mehr die richtende Wirkung der der Berührungsstelle benachbarten magnetischen Theile des Ankers und Magnetes auf die an dem Berührungspunkt selbst gelegenen Theile concentrirt. Zugleich wird aber daselbst schon bei viel geringerer Stromintensität ein Maximum der Magnetisirung eintreten, als beim Contact grösserer Flächen; daher nimmt die Tragkraft mit wachsender Stromintensität in einem relativ langsamen Verhältniss zu. Verwendet man abgerundete oder zugespitzte Anker, z. B. Eisenkugeln, so ändert sich die Berührungsstelle beim Abreissen weniger; die Tragkraft folgt dann mehr den theoretisch abgeleiteten Gesetzen.

Man hat also durchaus nicht nöthig, um die Abweichungen der beobachteten Tragkräfte von diesen Gesetzen näher zu begründen, die von r. Feilitzsch (§. 424) vermuthete Abstossung zweier Querschnitte eines magnetischen Systems anzunehmen, welche sich von der sonstigen Anziehung subtrahiren und bei Verkleinerung der Berührungsflächen vermindern würde. Diese Abstossung würde auch, um die Abweichungen zu erklären, sehr bedeutend sein müssen.

Wird zwischen Anker und Magnet ein Zwischenraum gelassen, beobachtet man also die Anziehung, so treten die bei Beobachtung der Tragkraft wirkenden störenden Umstände nicht in gleichem Maasse auf, da hierbei eine Aenderung des Abstandes von Anker und Magnet durch kleine Neigungen derselben beim Abreissen gegen ihren Abstand selbst

verschwinden. Die Gesetze der Anziehung entsprechen also den §. 289^a abgeleiteten Voraussetzungen.

126 Wir haben demnächst zu bestimmen:

α. Die Abhängigkeit der Tragkraft und Anziehung geradliniger Magnete und Anker von der magnetisirenden Kraft, also von der Intensität des magnetisirenden Stromes und der Anzahl und Lage der Windungen der Magnetisirungsspirale, sowie auch von der Entfernung von Anker und Magnet.

β. Die Abhängigkeit derselben Grössen von den Dimensionen des Ankers und Magnetes.

α. Einfluss der magnetisirenden Kraft und der Entfernung auf die Tragkraft und Anziehung.

Die ersten sicheren Versuche über diesen Punkt sind von Lenz und Jacobi¹⁾ angestellt, bei denen freilich zunächst nur die Anziehung vom Anker und Magnet bei einer Entfernung von $\frac{1}{10}$ Zoll beobachtet wurde.

Lenz und Jacobi stellten einen geraden Eisenstab vertical auf, umgaben ihn mit einer Spirale, legten auf seine obere Endfläche eine Holzscheibe von etwa $\frac{1}{10}$ '' Dicke und stellten darauf als Anker einen Eisencylinder. Der Anker wurde an dem einen Arm eines Wagebalkens befestigt und durch Gewichte G , welche auf die am anderen Ende des Balkens hängende Schale gelegt wurden, abgerissen.

Bei anderen Versuchen waren sowohl der Anker wie der Magnet mit Magnetisirungsspiralen umgeben, welche beide in gleicher Richtung vom Strom durchflossen waren. Die Intensität der Ströme wurde an einer Nervander'schen Tangentenbussole gemessen.

Bei Anwendung von Strömen von verschiedener Intensität I ergaben sich die zum Abreißen erforderlichen Gewichte G unter Anderen (als Einheit der Gewichte ist $\frac{1}{96}$ russisches Pfund angenommen):

Magnet und Anker $5\frac{1}{2}$ '' lang, $\frac{1}{2}$ '' dick.

a. Nur der Magnet mit der Magnetisirungsspirale umgeben:			b. Anker und Magnet mit gleichen Magnetisirungsspiralen umgeben:		
I	G	$\frac{G}{I^2}$	I	G	$\frac{G}{I^2}$
1455	4297	0,185	1203	12156	0,840
1055	2132	0,191	961	7830	0,847
771	1132	0,191	651	3508	0,828
549	565	0,187	488	1916	0,803
284	146	0,181	252	481	0,755

¹⁾ Lenz und Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 401. 1839*.

Aus diesen Versuchen folgt:

die Anziehung eines Ankers und Elektromagnetes oder zweier Elektromagnete, welche durch Ströme von gleicher Intensität magnetisirt werden, ist dem Quadrat der Intensität dieser Ströme proportional, so lange sich das in ihnen erregte Element noch nicht einem Maximum nähert. (Die in letzterer Beziehung von Joule angestellten Versuche vergl. §. 297.)

Würden zwei an einander gelegte Eisenstäbe, welche beide durch Stromgeleitete Ströme magnetisirt werden, nicht gegenseitig magnetisirt auf einander einwirken, so würde ihre Anziehung gegen einander dem Product der in jedem von ihnen für sich erregten Momente an der Wirkungsstelle, d. i. dem Product der magnetisirenden Kräfte proportional sein. Dem ist indess nicht so, wie Dub mit Recht hervorhebt, da man stets die an einander gelegten Stäbe als ein einziges fest verbundenes System betrachten kann, dessen Theile alle durch die wirkenden Kräfte gerichtet werden und auch gegenseitig einander richten. Sind daher die in den Magneten magnetisirenden Ströme nicht gleich stark, so ist die Tragkraft T und die Anziehung A dem Quadrat der Summe oder dem mittleren Werthes der beiden Ströme proportional.

So fand Dub¹⁾, als er zwei 12" und 6" lange und 1" dicke Stäbe an einander legte, welche durch Ströme von den (an der Tangentenbussole gemessenen) Intensitäten I und I_1 magnetisirt waren, folgende Resultate:

I	I_1	$I + I_1$	T	$\frac{T}{(I + I_1)^2}$	A	$\frac{A}{(I + I_1)^2}$
10875	0,2125	0,3000	2,0 Pfd.	22,0	0,7 Pfd.	7,7
11406	0,2309	0,3715	2,9	21,2	1,0	7,3
11989	0,3057	0,5046	5,4	21,2	1,9	7,4
12680	0,3346	0,6026	7,6	20,9	2,9	7,9

Diese Gesetze gelten indess nur so lange, als der Magnetismus des Magnetes und Ankers oder der beiden an einander gelegten Elektromagnete sich noch nicht dem Maximum nähert. Es wird also namentlich bei kürzeren und längeren Ankern bei etwas stärkeren Strömen bald eine Abweichung der Versuche von denselben hervortreten.

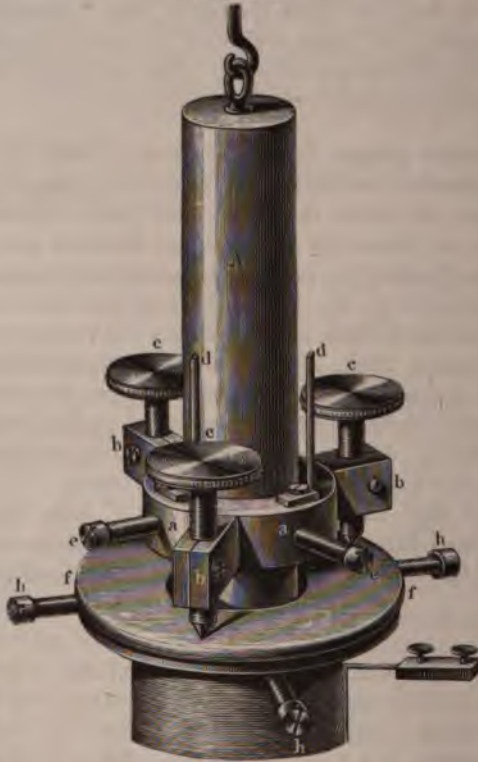
So fand u. A. Dub²⁾ bei dünneren Ankern, die von einem Elektromagnet von 12 Zoll Länge und 1 Zoll Dicke angezogen wurden, das Verhältniß der Anziehungen A und A_1 bei den Stromintensitäten I und I_1 :

Stärke des Ankers.	Dicke des Ankers.	$I^2 : I_1^2$	$A : A_1$
4"	1"	36 : 100	4,83 : 11,04
9"	1"	36 : 100	56,15 : 100
4"	$\frac{3}{8}$ "	36 : 100	37 : 64
9"	$\frac{3}{8}$ "	36 : 100	65 : 100

¹⁾ Dub, Elektromagnetismus. S. 123*. — ²⁾ Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 478.

428 Mit wachsender Entfernung des Ankers und Magnetes einander nimmt die Anziehung sehr schnell ab. —

Fig. 204.



Punkt näher
ren, hat Du
den Apparat
Stäbe von mö
chem, feine
glühtem un
erkaltetem Ei
mit Drathsp
geben, welch
geschlitzte L
sen aufgewic
sodann ve
einem Brett
und darauf
Anker von
ner Länge
und Dicke (3
aufgesetzt.
waren an
sorgfältig a
— Seitlich
dem Brett
cale Holzlei
stellt, durch
schiedener H
eckiger Me
geschoben

konnte. Ein Hebel, dessen Unterstützungspunkt ein auf dem ruhendes Stahlprisma bildete, dessen Arme respective 4" und 8" lang waren, trug an seinem kürzeren Ende einen durch eine Schraube nach unten zu stellenden Haken, in den ein in den Anker geschraubter Haken eingehängt werden konnte. Der Hebel konnte auf diese Weise in eine horizontale Lage gebracht werden. Durch Auflegen von Gewichten am Ende des längeren Arms des Hebels wurde die Waage durch Verstellen eines an dem kürzeren Arm desselben angebrachten Laufgewichtes vor dem Versuch der Anker genau tarirt. Die Anziehung des Magnetes wurde sodann durch ein auf dem kürzeren Hebelarm verstellbares Laufgewicht der Anker vom Magnet

Zur Bestimmung der Anziehung des Magnetes in verschiedenen Entfernungen wurde an den oberen Rand des in der Magnet

¹⁾ Dub i. c. und Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 498. 1850^e.

rale befindlichen Magnetes eine Messinghülse, Fig. 204, vermittelt der Schrauben *h* angeschraubt, auf die eine in der Mitte durchbohrte Spiegelglasplatte *f* gekittet war. An den Anker *A* wurde eine Messinghülse *a* angeschraubt, welche die Stellschrauben *ccc* trug, die sich auf die Glasplatte aufsetzten. Durch Verstellen derselben konnte die untere Fläche des Ankers in beliebige Entfernungen von der oberen Fläche des Magnetes gebracht werden. Getheilte Leisten *d*, die auf der Hülse *a* aufsassens, gestatteten, die Einstellung der Schrauben *c* zu bestimmen.

Dub¹⁾ magnetisirte z. B. einen 12" langen, 1" dicken Magnetstab 429 durch Ströme, welche an der Tangentenbussole 20° und 35° Ablenkung gaben, deren Intensitäten also im Verhältniss von 36 zu 70 standen, und riss von demselben vier, je 6 Zoll lange Anker von 1", 3/4", 1/2", 3/8" Durchmesser ab. Er fand die Anziehung in Pfunden:

Abstand der Polflächen.	Dicke des Ankers.							
	1"		3/4"		1/2"		3/8"	
	<i>I</i> = 36	<i>I</i> = 70	<i>I</i> = 36	<i>I</i> = 70	<i>I</i> = 36	<i>I</i> = 70	<i>I</i> = 36	<i>I</i> = 70
0	3,27	9	4,1	10,5	4,76	16,2	5,1	14,9
1/180"	1,1	4,6	1,25	4,6	1,4	6,4	1,6	6,2
1/90	0,9	3,5	0,9	3,1	0,92	3,8	0,95	3,4
1/60	0,71	2,9	0,77	2,6	0,65	2,85	0,65	2,4
1/45	0,6	2,6	0,65	2,15	0,48	2	0,45	1,7
2/45	0,38	1,65	0,36	1,3	0,23	0,95	0,194	0,78
1/15	0,27	1,05	0,23	0,92	0,15	0,65	0,11	0,5
4/45	0,19	—	0,16	—	0,11	—	0,08	—
1/9	0,15	0,6	0,12	0,52	0,084	0,46	0,062	0,28
2/15	0,11	—	0,10	—	0,07	—	0,05	—
7/45	0,095	—	0,08	—	0,062	—	0,044	—
2/15	0,08	—	0,06	—	0,05	—	0,032	—
1/6	0,07	0,27	0,055	0,26	0,04	0,174	—	0,136

Nach diesen und anderen Resultaten ist die Anziehung dünnerer Anker in grosser Nähe grösser als die dickerer Anker; bei wachsender Entfernung nimmt die erstere aber schneller ab als die der dickerer Anker, so dass sich dabei das Gesetz der Anziehungen umkehren kann.

Tyndall²⁾ hat scheinbar ein anderes, einfacheres Gesetz bei dem Abreissen von Eisenkugeln vom Magnet vermittelt einer Wage gefunden. Es wurden bei diesen Versuchen eine bestimmte Anzahl (*n*) Papier-

1) Dub l. c. — 2) Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 1. 1851*.

blätter von je $\frac{1}{1000}$ Zoll Dicke zwischen den Elektromagnet und die Kugel gelegt, und jedesmal die Gewichte (g) auf der Wagschale so lange geändert, bis die Kugel genau bei derselben Stromintensität i abbriss. So fand sich

n	2	5	10	15	20	25	30
g	150	75	40	27	$20\frac{1}{4}$	$16\frac{1}{4}$	$13\frac{1}{2}$
gn	300	375	400	405	405	406	405

Hiernach sollte die anziehende Kraft proportional mit der Entfernung der Kugel vom Magnet abnehmen, wenn dieselbe mehr als $\frac{1}{125}$ betrug. Die Verschiedenheit dieses Resultates von den Beobachtungen von Dub mag wohl in den engeren Grenzen liegen, in denen diese Versuche angestellt waren, bei denen sich die Abweichung von der Proportionalität noch nicht deutlich zeigte.

Als Tyndall bei anderen Versuchen nach dem Zwischenlegen verschiedener (n) Papierblätter von $\frac{1}{1000}$ Zoll Dicke zwischen den Magnetstab und die Kugel stets dasselbe Gewicht g auf die Wage legte, und nun die Intensität i änderte, bis die Kugel abbriss, fand er u. A.

n	11	13	15	17	19	21	23
i	440	472	513	545	573	601	635
$const \frac{i}{\sqrt{n}}$	132	131	132	132	131	133	132

Es sollte also, um die Kugel bei verschiedenen Entfernungen mit gleicher Kraft festzuhalten, der Magnetismus des Magnetes der Quadratwurzel der Entfernung proportional zunehmen.

Aus den beiden Sätzen von Tyndall würde folgen, dass die Anziehung in der Entfernung dem Quadrate der magnetisirenden Kraft proportional zunimmt, wie dies auch die oben mitgetheilten Versuche ergaben.

Bei unmittelbarer Berührung zwischen Kugel und Elektromagnet fand Tyndall dagegen die Tragkraft T der Intensität des magnetisirenden Stromes, oder da das Maximum der Magnetisirung noch fern lag, dem Moment des Magnetes direct proportional.

Als Tyndall z. B. die Wagschale mit 300 bis 420 Grm. belastete und nun die Stromintensität I änderte, bis die an der anderen Seite des Wagebalkens hängende Kugel vom Magnet abbriss, fand er die jenen Gewichten gleiche Tragkraft T :

T	300	320	340	360	380	400	420
I	8,5	9,12	9,62	10,25	10,75	11,25	11,62
$\frac{T}{I}$	35,3	35,3	35,3	35,1	35,3	35,5	35,8

Dub hat indess mit Recht darauf aufmerksam gemacht, dass diese Gesetze von Tyndall nicht allgemeinere Gültigkeit haben können; denn wenn bei der Berührung die Anziehung der magnetisirenden Kraft direct bei einiger Entfernung dem Quadrate derselben proportional ist, so müsste

in wachsender Magnetisirung endlich die Anziehung in der Entfernung besser sein als bei der Berührung.

In einiger Entfernung von den Magnetpolen ist nach den Versuchen von Dub¹⁾ die Anziehung zweier Kugeln von $\frac{3}{4}$ " und $1\frac{1}{2}$ " Durchmesser in der That dem Quadrat der Intensität des magnetisirenden Stromes proportional. Bei der Berührung findet indess Dub, dass die Anziehungskraft zuerst langsam wächst und dann schneller, so dass sie immer mehr dem Quadrat der magnetisirenden Kraft proportional wird, und sich bei der Berührung einander annähern.

Es ist in dieser Weise z. B. bei der Intensität I des magnetisirenden Stromes die Anziehung zweier Kugeln von $1\frac{1}{2}$ " und $\frac{3}{4}$ " Durchmesser durch einen 12" langen; 1" dicken Elektromagnetstab bei der Berührung (T) und in der Entfernung einer Papierdicke (A):

I	Kugel $1\frac{1}{2}$ "				Kugel $\frac{3}{4}$ "			
	T	$\frac{T}{I^2}$	A	$\frac{A}{I^2}$	T	$\frac{T}{I^2}$	A	$\frac{A}{I^2}$
1	0,3 Pfd.	0,3	0,04	0,04	0,09	0,09	—	—
3	1,25	0,14	0,36	0,04	0,45	0,05	0,098	0,011
3	2,8	0,078	1,5	0,042	0,95	0,026	0,4	0,011
3	5,2	0,064	3,6	0,044	1,85	0,023	1	0,012
2	7,4	0,051	6	0,042	2,6	0,018	1,8	0,012

Dasselbe Resultat erhielt auch Dub bei anderen Ankern, welche auf Magnetstäbe aufgesetzt waren. So war z. B. die Anziehung eines $\frac{1}{2}$ " langen, 4" langen, cylindrischen Ankers durch obigen Magnetstab:

Bei Berührung. Im Abstand einer Papierdicke.

I	A	$\frac{A}{I^2}$	A	$\frac{A}{I^2}$
2	0,75 Pfd.	0,187	0,3 Pfd.	0,075
5	4,2	0,168	2	0,080
8	8,6	0,134	5	0,078
12	16	0,111	12	0,083

Steigert man die magnetisirende Kraft, statt durch Vergrößerung der Stromintensität, durch Vermehrung der Anzahl der Windungen der Magnetisirungsspirale, so werden sich selbstverständlich, abgesehen von der durch die verschiedene Lage der Windungen bedingten Abweichung

¹⁾ Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 239. 1852*.

gen, dieselben Gesetze ergeben müssen. So fand u. A. Dub¹⁾, als er einen 12" langen, 1" dicken Magnetstab durch eine oder beide Windungsreihen einer aus zwei parallelen Dräthen gewickelten Spirale magnetisirte und von demselben einen 6" langen, $\frac{3}{4}$ " dicken Anker abriss, bei verschiedenen Intensitäten I des benutzten Stromes folgende Anziehungen:

Abstand des Ankers vom Magnet.	$I = 344$		$I = 577$	
	152 Wind.	304 Wind.	152 Wind.	304 Wind.
0	0,44 Pfd.	1,5 Pfd.	1,15 Pfd.	3,8 Pfd.
$\frac{1}{180}$ "	0,1	0,4	0,25	1
$\frac{1}{90}$ "	0,06	0,25	0,17	0,7
$\frac{1}{60}$ "	0,04	0,18	0,12	0,5
$\frac{1}{45}$ "	—	—	0,09	0,39
$\frac{2}{45}$ "	—	—	0,044	0,16

Wird sowohl die Intensität I des Stromes, als auch die Zahl der Windungen W geändert, so entspricht die Anziehung dem Quadrat des Productes IW , also dem Quadrat der magnetisirenden Kraft. So fand Dub²⁾ die Anziehung A eines 12" langen und $1\frac{3}{4}$ " dicken Eisenstabes gegen eine Eisenkugel von $1\frac{1}{2}$ " Durchmesser bei Zwischenlegung eines Blattes Papier:

I	W	A
1944	130	0,033 Pfd.
"	260	0,14
3839	130	0,138
"	260	0,58

Es ist also die Anziehung zwischen Magnet und Anker bei einer gewissen Entfernung derselben von einander dem Quadrat der magnetisirenden Kräfte proportional.

431 Da das magnetische Moment der Theile eines Eisenstabes gerade an der Stelle, wo die magnetisirende Kraft wirkt, am grössten ist, so ist auch die Tragkraft und Anziehung desselben gegen einen Anker am bedeutendsten, wenn die Spiralwindungen der Magnetisirungsspirale möglichst dicht an der Berührungsstelle angehäuft sind.

Vermehrt man die Zahl der Windungen, indem man nicht nur das dem Anker zunächst liegende Ende des Eisenstabes, sondern auch seine anderen Theile mit Drath umwickelt, so nimmt das Moment der Theile an der Berührungsstelle nicht mehr proportional der Zahl der Windungen, sondern in schwächerem Verhältniss zu; die Anziehung ist dann nicht mehr proportional dem Quadrat der Windungszahl.

So erhielt z. B. Dub³⁾, als er einen 12" langen, $\frac{3}{4}$ " dicken Stab

1) Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 517. 1850*; Elektromagnetismus S. 156*.

2) Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 245. 1856*. Elektromagnetismus S. 140*.

3) Dub, Elektromagnetismus. S. 163. 1861*.

1 bis 6 Spiralen, von je 56 Windungen und $1\frac{3}{4}$ " Länge magnetischen erste an der Berührungsstelle mit dem Anker lag, bei Anziehung gleicher starker Ströme folgende Anziehungen A . Der Abstand zwischen Anker und Magnet betrug $\frac{1}{180}$ ".

der den	1	2	3	4	6
	10	32	67	100	130
$\frac{1}{1}$	3,162	2,828	2,728	2,5	1,9

Die Einheit der Werthe A ist ein hundertel Pfund. Die Werthe welche annähernd den Momenten der Theilchen des Stabes an der Berührungsstelle mit dem Anker für gleiche magnetisirende Kräfte entsprechen, nehmen also hier mit der Zahl der Magnetisirungsspiralen ab. Dasselbe Resultat ergibt sich auch durch andere Versuche von Poggendorff, bei denen in ähnlicher Weise verfahren wurde, wie bei den Versuchen von Ampère, nur dass durch Verminderung der Stromintensität das Product derselben mit der Zahl der Spiralwindungen, d. h. die magnetisirende Kraft constant erhalten wurde. Dabei fand dann eine Abnahme der Anziehungskraft und Anziehung statt, je weiter sich die Magnetisirungsstelle von der Berührungsstelle des Ankers und Magnetes aus über den Stab ausbreitete.

Allgemeinere Gesetze lassen sich über dieses Verhalten nicht aufstellen, da die Bedingungen der Versuche zu complicirt sind.

Einfluss der Dimensionen der Anker und Magnete auf ihre Tragkraft und Anziehung.

Die Gesetze der Anziehung von Anker und Magnet lassen sich aus §. 382 ableiten, wenn man über die Vertheilung des magnetischen Momentes in geraden Stäben ableiten, wenn Anker und Magnet gleich dick sind und sich über den ganzen Querschnitt berühren.

Man denkt sich einen Eisenstab seiner ganzen Länge nach mit einer Magnetisirungsspirale bedeckt und an irgend einer Stelle zerschnitten, um die beiden Theile des Stabes von einander zu reissen, eine Bedingung, die dem Quadrat des magnetischen Momentes der Enden desselben an der Berührungsstelle proportional ist. Ist die Vertheilung durch die Formel der Kettenlinie gegeben, so wird das Product der Ordinate derselben an jeder Stelle dieser Anziehungskraft proportional sein. — Man kann daher aus den §. 388 u. folgde. abgeleiteten

Sätzen über die Vertheilung des magnetischen Momentes auch die ziehungskraft für jedes System zweier gleich dicker, mit ihren Endflächen an einander gelegter Stäbe berechnen. Bei der experimentellen Untersuchung der Tragkraft werden indess die §. 425 angeführten Fehlerquellen verhindern, dass die Resultate genau den Voraussetzungen entsprechen; bei Bestimmung der Anziehung in einiger Entfernung bei Zwischenlegung eines Papierblattes sind die Momente der Theile der beiden Stäbe an den gegenüberliegenden Stellen etwas kleiner, wenn sie unmittelbar auf einander liegen, da die gegenseitige Einwirkung der Theilchen geringer wird.

433 Wenn somit die Tragkraft für Systeme gerader Stäbe, die an beiden Theilen gleichen magnetisirenden Kräften ausgesetzt sind, bestimmt werden kann, hat Dub auch aus seinen empirisch-praktischen Sätzen, welche er an die Stelle der weniger elementar-theoretisch abgeleiteten Sätze stellt, eine Reihe von eben solchen für die Tragkraft und Anziehung der geraden Stäbe entwickelt, die durch Versuche zu bestätigen versucht. Er findet im Wesentlichen folgende Sätze:

1. Die Tragkraft und Anziehung zwischen zwei gleichen Stäben selbst, mag die Magnetisirungsspirale nur über einen oder beide Stäbe ganz der Länge nach ausgebreitet sein. — Dieser Satz, der nur in gewisser Grenzen annähernd richtig sein kann, wurde an drei Systemen von gleichen, 6, 9 und 12" langen Stäben geprüft. Die Tragkraft und Anziehungen nach Zwischenlegung eines Papierblattes ergaben sich in beiden Fällen gleich, nämlich:

Länge der beiden Stäbe	Bei gleicher magnetisirender Kraft			
	Beide Stäbe mit Spiralen umgeben		Nur der eine Stäbe mit einer Spirale umgeben	
	Tragkraft	Anziehung	Tragkraft	Anziehung
6"	4,2 Pfd.	1,2 Pfd.	4,2 Pfd.	1,25
9"	6	1,8	6	1,8
12"	8	2,5	8,2	2,55
18"	—	—	11,6	3,7
24"	—	—	15,5	5,6

2. Die Tragkraft und Anziehung zweier Stäbe ist bei gleicher magnetisirender Kraft der Länge des kürzeren von ihnen proportional.

1) Dub, Pogg. Ann. Bd. CII, S. 213 u. 217. 1857*; Elektromagn. S. 285

nicht in sich geschlossener Systeme.

497

nach das System hat, wenn nur der eine der beiden oder beide ganz mit der Magnetisirungsspirale bedeckt sind. So ergab B.

Länge des Magnetes	Länge des Ankers	Tragkraft	Anziehung
12"	12"	7,8 Pfd.	2,55 Pfd.
15	9	5,4	2
18	6	4,1	1,2
21	3	2	0,64
23	1	0,75	0,2
18	18	11,6	3,7
24	12	8,2	2,6
30	6	4,3	1,3
33	3	2	0,65
35	1	0,6	0,2
24	24	16	5,6
30	18	10,9	4,2
36	12	8	2,5
42	6	4	1,2

ist hierbei gleichgültig, welcher der beiden Stäbe als Magnet wird; nur wenn der kürzere Theil als Magnet dient, nimmt die Wirkung mit der Verkürzung desselben etwas weniger schnell ab.

Nach diesem Satz ist die Tragkraft und Anziehung verschieden langer Magnetstäbe gegen denselben Anker constant, wenn letzterer kürzer als der Magnet ist. Dies zeigte sich auch, als Dub (l. c.) eine Eisenkugel von 1 Zoll Durchmesser durch Magnetstäbe von 6 bis 24" Länge und 1" Durchmesser anziehen liess. Die Tragkraft schwankte nur zwischen 1,9 bis 11,6 Pfund, die Anziehung zwischen 0,95 bis 0,8 Pfund.

Es folgt ferner aus den Zahlenwerthen, dass die Anziehung und Tragkraft bei gleich langer Systeme im Maximo ist, wenn Anker und Magnet gleich lang sind.

Die Tragkraft und Anziehung verschieden langer Systeme, welche gleichem Verhältniss getheilt sind, ist unter sonst gleichen Umständen ihrer Länge proportional. Die Beweise dieses Satzes sind in den angeführten Tabellen enthalten.

Bei der Bestimmung der Anziehung von Eisenkugeln durch Magnetstäbe von demselben Durchmesser wie die Kugeln ergab sich, dass die Tragkraft sowohl bei der unmittelbaren Berührung (wenigstens

wenn die Magnetisirungsspirale die Magnetstäbe eng umschloss, als auch die Anziehung in grösseren Entfernungen direct proportional dem Durchmesser der Stäbe, oder, da das Moment derselben nach §. 375 der Wurzel des Durchmessers entspricht, proportional dem Quadrat ihres Magnetismus¹⁾. So war z. B. bei 12" langen Magnetstäben, die auf ihrer ganzen Länge mit 312 Drathwindungen bedeckt waren:

Dicke des Magnets	3/4"	1"	1 1/2"	2"
Tragkraft	1,48 Pfd.	2,2	2,98	4,2
Anziehung bei Zwischenschaltung eines Papiers	0,3 Pfd.	0,48	0,67	0,97

Ein ähnliches Resultat hat schon früher Botto²⁾ erhalten. Er gab drei Eisencylinder, deren Dimensionen im Verhältniss von 1 : 2 : 3 standen, mit Spiralen von gleichviel Drathwindungen und von Durchmessern, die sich gleichfalls wie 1 : 2 : 3 verhielten. Auf die Cylinder wurden halb so lange Cylinder von gleichem Durchmesser gesetzt und nach Magnetisirung der ersteren durch Ströme von gleicher Intensität durch eine Wage abgerissen. Die Tragkräfte verhielten sich wie die Durchmesser der Cylinder. — Waren die Zahlen der Windungen der Spiralen proportional den einander entsprechenden Dimensionen der Cylinder, so verhielten sich die Tragkräfte proportional dem Quadrat der letzteren.

434 Die Tragkraft hohler und massiver Elektromagnete ist bei gleichen äusseren Dimensionen wesentlich verschieden, je nachdem die Intensität der sie erregenden Ströme sich ändert. Bei schwächeren Strömen würden beide Arten von Elektromagneten wohl nahezu gleiche Tragkräfte zeigen müssen; bei stärkeren zeigen aber die hohlen Magnete mit dickeren Wänden und die massiven Magnete eine grössere Tragkraft, da in ihnen das Maximum der Magnetisirung nicht sobald erreicht ist, als in den hohlen Magneten mit dünneren Wänden, und auch die inneren Theile stärker durch die Einwirkung des magnetisirenden Stromes erregt werden. — Dieses Ueberwiegen der Tragkraft der massiven Magnete hat auch Pfaff³⁾ nachgewiesen. Er fand, dass bei gleicher Umwindung mit Drath und gleicher Intensität des durch denselben geleiteten Stromes die Tragkräfte gleich weiter Eisenröhren, deren Wände 17/18" und 4 1/2" dick waren, deren Gewichte 57 und 249 Loth betragen, sich wie 1 : 15, die eines hohlen Rohres und massiven Eisenstabes, die (mit der Kupferdrathumwicklung) 24 und 46 1/2 Unzen wogen, sich wie 1 : 2 verhielten. Nach du Moncel⁴⁾ wird die Tragkraft eines hohlen Magnetes (z. B. von 70" Länge und 14^{mm} Dicke) nicht gesteigert, wenn man ihn zum grössten Theil seiner Länge bis auf etwa 5^{mm} von seinem, dem Anker zugekehr-

1) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 261. 1853^o; Elektromagn. S. 228^o. — 2) Botto, Raccolta I, p. 481; Jahresber. 1847, S. 473^o. — 3) Pfaff, Pogg. Ann. Bd. I, S. 636 1840^o; Bd. LIII, S. 309. 1841^o. — 4) Du Moncel, Compt. rend. T. LIV, p. 1231. 1862^o

mit einem massiven Eisencylinder erfüllt. Werden die hohlen aber mittelst einer nur 5^{mm} dicken Eisenplatte an ihrem Ende n, so ist die Anziehung die gleiche, wie bei massiven Stäben. — gilt von Hufeisenmagneten.

er obigen Sätzen hat Dub¹⁾ noch eine Reihe anderer Beziehun- 435
funden, von denen wir die hauptsächlichsten aufführen. Diesel-
hen sich namentlich auf den Einfluss der Berührungsfläche auf
raft und Anziehung. Wir erwähnen dabei nur beispielsweise
er numerischen Resultate, da dieselben doch nur ein specielles
haben.

Die Tragkraft zwischen cylindrischen, an ihren Enden gerade
ttenen Magneten und Ankern nimmt bis zu einem gewissen
t Verkleinerung ihrer Berührungsfläche zu. Diese Zunahme
tlich beim Anlegen von Ankern an hufeisenförmige Elektro-
schon früher beobachtet worden. So haben dal Negro²⁾ und
ieselbe bemerkt, als sie die an die Magnetpole anliegende Fläche
r abrundeten (vgl. auch §. 425). — Die Anziehung von
issen Entfernung an nimmt aber mit Verkleinerung der Berüh-
ie ab, und zwar in geringerem Maasse, als die Durchmesser der
nehmen.

Magnet 12" lang, 1" dick. b Magnet 12" lang, 1/2" dick.

von äche.	Durchmesser der 6" langen cylindrischen Anker.							
	1"		3/4"		1/2"		3/8"	
	a	b	a	b	a	b	a	b
	9 Pfd.	5,4 Pfd.	10,5 Pfd.	4,9 Pfd.	16,2 Pfd.	4,4 Pfd.	15 Pfd.	4,7 Pfd.
	4,6	1,6	4,6	1,4	6,4	1,3	6,2	1,3
	3,5	0,96	3,1	0,7	3,8	0,9	3,4	0,75
	2,9	0,67	2,6	0,6	2,85	0,67	2,4	0,51
	2,6	0,54	2,15	0,44	2	0,48	1,7	0,4
	0,6	—	0,5	0,08	0,46	0,72	0,28	0,062
	0,13	0,088	0,125	—	0,085	—	0,073	—

¹⁾ Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 494; Bd. LXXXI, S. 46. 1850^o; Elektromagn.
²⁾ Dal Negro, Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 490. 1833^o. — ³⁾ Pfaff.
Bd. LII, S. 303. 1841.

2. Bei verschiedener Stromintensität zeigt sich das Maximum der Tragkraft bei um so grösserem Durchmesser des Ankers, je länger derselbe ist und je grösser die Stromintensität I ist¹⁾.

I	Magnet 12" lang, 1" dick. Anker 6" lang. Durchmesser der cylindrischen Anker				
	13/16"	8/16"	6/16"	3/16"	2/16"
36	3,9	4,76	5,1	2,7	2,17
46,6	5,53	7,14	7,3	3,4	2,2
60,1	8,08	10,36	10	3,82	2,4
70	10,29	12,54	11,88	4,1	2,86
81	12,86	16,20	14,9	3,86	2,86
101	16,2	20	17,25	3,76	2,78

I	Magnet 12" lang, 1" dick. Anker 12" lang. Durchmesser der Anker					
	12/16"	10/16"	8/16"	6/16"	3/16"	2/16"
36	4,69 Pfa.	5,8	6,82	7,24	3,28	2,02
46,6	8,6	9,33	10,83	10,26	3,75	2,5
60,1	12	14,76	16,15	13,8	4,3	2,65
70	18,3	19,2	19,6	15,65	4,36	2,81
81	19,75	22,8	24,8	17,02	4,54	2,65
101	28,87	33,41	27,5	18,65	4,84	2,94

3. Zugespitzte Anker haben eine grössere Anziehung und Tragkraft als nicht zugespitzte Anker von derselben Länge und demselben Durchmesser, und nicht zugespitzte cylindrische Anker von derselben Berührungsfäche. — Bei grösserer Entfernung des Ankers vom Magnete tritt der Einfluss der Verkleinerung der Berührungsfäche immer mehr zurück.

¹⁾ Dub, Elektromagnetismus. S. 345*.

Magnet 12'' lang, 1'' dick. Anker 6'' lang.

Abstand von der Polfläche	Anker 1'' dick	Anker 1'' dick, conisch zugespitzt ¹⁾	Anker 1/2'' dick
0	3,3 Pfd.	7	4,76
1/180	1,1	2	1,4
1/90	0,9	1,95	0,92
1/60	0,7	0,93	0,65
1/45	0,6	0,7	0,48
1/15	0,27	0,2	0,15
1/9	0,15	0,1	0,084

In ähnlicher Weise beobachtete Nicklès²⁾, als er zugleich und **ge-**
samt von einander an die beiden Pole eines Hufeisenelektromagnetes,
wren einer eben, der andere convex war, je zwei gerade Ankerstäbe
ingte, deren Enden eben, cylindrisch oder convex gefeilt waren, folgende
ragkräfte

	Convexer Pol	Ebener Pol
convexer Anker	300 Grm.	600 Grm.
cylindrisch gefeilter Anker . .	300 "	540 "
ebener Anker	610 "	450 "

Es ist also die Tragkraft bei Berührung einer ebenen und convexen
fläche am grössten.

4. Die Anziehung wächst mit der Masse des Ankers und ist im
maximum, wenn die Berührungsflächen des Ankers und Magnetes eben
und gleich gross sind, vorausgesetzt, dass der Anker nicht länger ist als
der Magnet.

5. In einiger Entfernung ist die Anziehung annäherungsweise die-
selbe bei Anker von gleichem Gewicht. Diese Gleichheit tritt deut-
licher hervor, wenn die Grösse der Berührungsfläche dieselbe ist.

Bei den folgenden Versuchen³⁾ z. B. hatten die verschiedenen Anker
verschiedene Gewichte:

¹⁾ Der conische Anker war auf 1'' von seinem Ende zugespitzt, dass seine Berüh-
rungsfläche mit dem Magnet 1/2'' Durchmesser hatte. Elektromagnetismus. S. 341*
nach Pogg. Ann. Bd. CV, S. 49. 1858*. — ²⁾ Nicklès, Electro-aimants p. 27.
60*. — ³⁾ Dub, Elektromagnetismus S. 342*.

a Magnet 12" lang, 1" dick. *b* Magnet 12" lang, $\frac{1}{2}$ " dick.

Abstand von der Polfläche	Länge der Anker							
	a				b			
	4"	7 $\frac{1}{9}$ "	12 $\frac{1}{8}$ "	16"	4"	7 $\frac{1}{9}$ "	12 $\frac{1}{8}$ "	16"
0	2,5 Pfd.	4	6,6	7,8	4,4	4,7	6,4	6,6
$\frac{1}{180}$	0,82	1,4	2,1	2,7	1,5	1,45	1,8	1,8
$\frac{1}{90}$	0,66	1	1,15	1,7	0,98	0,82	1,15	1
$\frac{1}{60}$	0,56	0,7	1	1,3	0,72	0,7	0,88	0,78
$\frac{1}{45}$	0,48	0,6	0,7	0,66	0,57	0,5	0,68	0,56
$\frac{1}{36}$	0,16	0,18	0,16	0,17	0,12	0,12	0,13	0,125
$\frac{1}{9}$	0,12	0,14	0,13	0,13	—	—	—	—
$\frac{1}{6}$	0,063	0,07	0,066	0,06	—	—	—	—

Die Anziehung verschieden grosser Kugeln von Eisen durch denselben Magnetstab hat Tyndall bei seinen §. 429 beschriebenen Versuchen bestimmt. Bei drei Kugeln von 0,95 Zoll, 0,48 Zoll, 0,287 Zoll Durchmesser und 65,25 Grm., 9 Grm., 1,7 Grm. Gewicht verhielten sich die Intensitäten der Ströme, bei denen sie bei gleicher Belastung der sie tragenden Wage abrissen: erstens als sie unmittelbar auf den Magnet gesetzt wurden, wie 1 : 2,4 : (2,4)²; sodann, als ein Glimmerblatt zwischen dem Magnet und die Kugeln geschoben wurde, wie 1 : 2,25 : (2,25)².

436 Die Einwirkung der Verkleinerung der Berührungsfläche auf die Anziehung und Tragkraft ist durch die Aenderung der Vertheilung des Magnetismus bedingt. Wird auf ein Ende eines magnetischen Stabes ein dünnerer Anker aufgesetzt, so wird ihm freilich durch die Wirkung des Magnetes ein geringeres magnetisches Moment ertheilt, als wenn er die gleiche Dicke mit dem Magnete hat; zugleich ist die Anziehung in einiger Entfernung kleiner. Wenn der dünnere Anker dagegen bei unmittelbarer Berührung von dem Magnet abgehoben wird und sich dabei eben so stark neigt wie der dickere Anker, so werden hierbei seine verhältnissmässig stark magnetisirten Randtheile sich weniger weit von der Magnetfläche entfernen, als bei dem dickeren Anker. Zugleich ist bei grösseren Flächen die Berührung verhältnissmässig weniger innig, als bei kleinen. Daher kann die Tragkraft grösser sein bei dünneren Ankern, bis die Verminderung des Momentes durch die Verkleinerung

es Durchmessers, auch wohl die dabei leichter eintretende Sättigung jederseits eine Abnahme der Tragkraft hervorruft. Wird die Verminderung der Berührungsfläche ohne wesentliche Verminderung der Masse des Ankers hergestellt, z. B. durch Zuspitzung, so wird sich die dadurch hervorgerufene Zunahme der Tragkraft um so mehr zeigen, da dann die Rückwirkung der grösseren Zahl der von der Berührungsfläche entfernten magnetisirten Theilchen des Ankers auf die an jener Fläche liegenden bedeutender ist. Da bei grösserer Entfernung des Ankers vom Magnet die Ungleichheiten der Form gegen den Abstand mehr und mehr rücktreten, so ist dann die Anziehung verschieden geformter Anker mit gleichem Gewichte nahezu gleich.

Eine Verminderung der Anziehung durch die vermeintliche Abstossung der einander berührenden Querschnitte von Anker und Magnet, die sich von ihrer Massenanziehung subtrahiren sollte und bei der Verkleinerung der Berührungsflächen gleichfalls kleiner würde (vgl. §. 424), brauchen wir zur Erklärung der betrachteten Erscheinungen nicht anzunehmen.

Legt man an das eine Ende eines linearen, mit einer Magnetisirungs-437
spirale umgebenen Eisenstabes eine Eisenmasse, so nimmt die Tragkraft an demselben am anderen Ende zu¹⁾. Man kann dies sehr leicht nachweisen, indem man einen Eisenstab vertical in einer Spirale befestigt, oben auf denselben ein Stück Eisen legt und unten einen mit Gewichten belasteten Anker anhängt, der gerade noch getragen wird. Sobald man die obere Eisenmasse entfernt, fällt der Anker ab. Auf ähnliche Weise beobachtete Nicklès²⁾, als er an den einen Pol eines hufeisenförmigen Elektromagneten entweder keine Armatur von Eisen oder eine solche von 320 und von 590 Grm. legte, dass die Tragkraft des anderen Poles von 250 Grm. auf 435 und 575 Grm. anstieg.

Bei anderen Versuchen wurde ein gerader, 0,15 Meter langer Eisenstab, dessen untere Fläche abgerundet war, als Magnet in einer 0,1 Meter langen Magnetisirungsspirale vertical aufgestellt. Auf sein oberes Ende wurden Eisencylinder I bis VII von gleicher Dicke, wie der Magnet, von 10, 15, 20, 25, 30, 35 Centimeter Länge gestellt, und nun die Tragkraft am unteren Ende bestimmt, einmal, indem ein unterhalb mit Gewichten belasteter cylindrischer Anker mit seiner Cylinderfläche gegen den Magnetpol gelegt, und die Belastung untersucht wurde, bei der derselbe bei dem Anlegen gerade noch festgehalten wurde, dann indem nach dem Anlegen desselben die zum Abreissen vom Magnetpole erforderlichen Gewichte beobachtet wurden. Auf diese Weise ergaben sich in beiden Fällen die Tragkräfte A und B :

¹⁾ Magnus, Pogg. Ann. Bd. XXXVIII, S. 439. 1836*, — ²⁾ Nicklès, Ann. de chim. et de Phys. [3] T. XXXVII, p. 400. 1853*; Elektro-aimants p. 61*; auch von Kolke, Pogg. Ann. Bd. LXXXI, S. 337. 1850*.

Eisenstäbe auf den Magnet aufgesetzt:

	0	I	II	III	IV	V	VI
A	720	845	1000	1050	1150	1050	1050
B	800	1000	1050	1109	1180	1200	1150
		VI+I	VI+II	VI+IV		VI+VII	
A	1000		950	930		890	
B	1150		1000	999		940	

Werden also die an den Magnet gelegten Stäbe lang, so nimmt Tragkraft wieder ab.

Der Grund dieser Erscheinung liegt darin, dass die an den Magnet gelegten Eisenmassen durch denselben magnetisirt werden, und die ihnen gerichteten Theilchen auf den Elektromagnet selbst rückwärts und auch seine Theilchen stärker richten als vorher. Dadurch nimmt Tragkraft bis zu einer Grenze zu. Da aber zugleich die Vertheilung magnetischen Momente in der ganzen, vereinten Eisenmasse beim Anlegen längerer Eisenstäbe an das obere Ende des Magnetes sich ändert und der Punkt, wo das Maximum jener Momente eintritt, immer von dem unteren Ende des Magnetes in die Höhe rückt, so nimmt hierdurch im Gegentheile die Tragkraft ab. Diese Erscheinung zeigt indess erst deutlich, wenn die Zunahme der Magnetisirung des Magneten bei weiterer Vermehrung der angelegten Eisenmassen nur noch gering

Diese Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Theilen eines magnetisirten Systems von Eisenmassen zeigt sich auch bei einigen Versuchen von vom Kolke, bei denen er ein Eisenstäbchen von den Polen eines hufeisenförmigen Elektromagnetes abriss (s. den folgenden Paragraphen).

Wurden die beiden Schenkel des Magnetes durch Ströme von verschiedener Intensität entweder in gleichem oder entgegengesetztem Sinne erregt, so ergab sich die Tragkraft T an einander entsprechenden Polen der Polflächen:

Intensität	I	176	364	577	700
Pole gleichnamig	T	9,1	27,3	42,5	53
Pole ungleichnamig	T	35,5	57,5	83,3	101

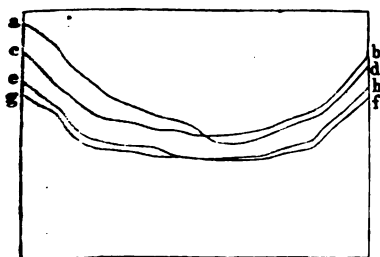
Die durch den Magnetismus des einen Schenkels auf den anderen Schenkel ausgeübte magnetisirende Wirkung ist also bei schwachen Magnetisirungen viel grösser, als bei stärkeren.

Bei Stahlmagneten zeigt sich die Zunahme der Tragkraft des einen Poles durch Anlegen von Eisenmassen an den anderen gar nicht oder nur sehr schwach, da hier die Rückwirkung der magnetisirten Eisenmassen auf den Stahlmagnet sich, wenn auch merklich doch nur sehr geringer Stärke bis zum anderen Pole erstreckt.

Die Tragkraft verschiedener Stellen des Querschnittes des Elektromagnetes gegen einen Eisenanker ist von vom Kolke¹⁾ bestimmt worden. Er bediente sich dazu eines hufeisenförmigen Elektromagnetes von 84 Kilogramm Gewicht, dessen Schenkel 102mm Durchmesser hatten. Der Abstand beider Pole betrug 284mm. Jeder Schenkel war mit 4 Lagen von je 92 Windungen eines 4,36mm dicken Spindelraths umwunden. Auf die Polfläche des Magnetes wurde ein 16mm langes, 4,5mm dickes, am Ende zugespitztes Eisenstäbchen aufgesetzt, welches an dem einen Ende eines Wagebalkens hing. Die andere Seite wurde durch Bleischrot abgerissen, welches auf die am anderen Ende des Wagebalkens hängende Schale geschüttet wurde. Das Gewicht des Schrotes gab ein Maass für die Tragkraft der mit dem Stäbchen versehenen Stelle der Polfläche.

Hätte der Magnet nur einen Schenkel, so müsste die Anziehung des Stäbchens in der Mitte seiner Polfläche am schwächsten, am Rande am bedeutendsten und ringsum die Mitte gleich gross sein. Bei einem hufeisenförmigen Magnet wird aber der Punkt des Minimums der Anziehung verschoben, und zwar nach der dem zweiten Pol zugekehrten Seite, wenn beide Pole ungleichnamig, nach der entgegengesetzten Seite, wenn beide gleichnamig magnetisirt sind. Auch besitzt im ersten Falle der Magnetpol am Rande das Maximum der Anziehung zunächst dem benachbarten Pol, im zweiten an dem diametral gegenüberliegenden Punkte. Die in beiden Fällen an verschiedenen Stellen der Mittellinie, die Mittelpunkte beider Pole verbindenden Linie stattfindenden Anziehungen auf dem Magnetpol sind durch die Ordinaten der Curven *ab*, *cd* und *gh*, Fig. 205, die in der darauf senkrechten, durch den Mittelpunkt der Polfläche gehenden Linie durch die Ordinaten der Curven *ef* angegeben. — Wird nur ein Schenkel des Magnetes durch einen herumgeleiteten Strom erregt, so zeigt sich auf dem Pol dieses Schenkels, so wie auf dem des nicht erregten nahezu dieselbe Vertheilung des Magnetismus; nur ist derselbe

Fig. 205.



Allgemeinen flachen sich indess die die Vertheilung bezeichnenden Curven ab, je schwächer die Magnetisirung ist, so dass in diesem Falle das Verhältniss des Maximums und Minimums des Magnetismus auf der Polfläche kleiner wird.

Wurden auf den Magnet zwei parallelepipedische Halbanker (189mm lang, 67,5mm breit, 27mm hoch) aufgelegt und die Trag-

kraft des einen Halbankers in der Mitte und an einer dem gegenüber-

¹⁾ vom Kolke, Pogg. Ann. Bd. LXXXI, S. 337. 1850*.

liegenden Halbanker zunächst liegenden Ecke bestimmt, so wuchs dieselbe mit Annäherung der Halbanker an einander sehr schnell. Sie muss indess endlich ein Maximum erreichen, da bei unmittelbarer Berührung der Halbanker oder bei Ersetzung derselben durch einen ununterbrochenen, parallelepipedischen, beide Pole verbindenden Anker in der Mitte zwischen den Polen sich eine Indifferenzstelle herstellt, von der aus nach beiden Polen die Tragkraft erst schnell, dann langsamer zunimmt. Indess, selbst wenn die Halbanker bis auf 2^{mm} einander genähert wurden, war jenes Maximum noch nicht erreicht.

Sind beide Pole mittelst eines parallelepipedischen Ankers verbunden und die Pole gleichnamig erregt, so ist mit Ausnahme der stärker polaren Kanten die Tragkraft in der ganzen Länge des Ankers nahezu gleich. Wird nur ein Pol erregt, so nimmt die Tragkraft des Ankers von diesem Pol bis zur Kante des zweiten, nicht erregten Poles ab. Ueber demselben selbst zeigt sich keine Anziehung gegen das Eisenstäbchen.

Diese Versuche sind geeignet, ein Bild von der Vertheilung der magnetischen Momente in dem Magnet und Anker zu geben. Da indess bei dem Aufsetzen des Eisenstäbchens auf die verschiedenen Stellen des Magnetes und Ankers die magnetische Vertheilung in denselben geändert wird, indem das Eisenstäbchen als ein Theil des ganzen magnetisirten Systems zu betrachten ist, so sind die erhaltenen Zahlen kaum zu einer genaueren Berechnung geeignet, um so weniger, als der Magnetismus des Eisenstäbchens an den verschiedenen stark magnetischen Stellen des Magnetes sich mehr oder weniger einem Maximum nähert.

Nähert man statt eines längeren Eisenstäbchens eine runde Platte von Eisenblech der Mitte der Polfläche eines Magnetes, so findet keine Anziehung statt, wenn die Polfläche verhältnissmässig gross gegen die Platte ist¹⁾. Selbst in einer Entfernung von 1^{mm} zeigt sich kaum eine Anziehung. Der Grund dieses abweichenden Verhaltens scheint der zu sein, dass durch die Annäherung des längeren Eisenstäbchens sich die Vertheilung der magnetischen Momente im Magnet ändert, so dass dann auch die mittleren Theile eine merkliche Polarität erhalten; die dünne Eisenplatte dagegen eine solche Aenderung nicht hervorruft, da sie wenn sie durch die schwache Polarität in der Mitte des Magnetes eine geringe Magnetisirung in der Richtung ihrer Dickendimensionen erhält doch wegen des geringen Abstandes ihrer beiden entgegengesetzt polaren Flächen kaum eine Anziehung und verstärkende Rückwirkung auf den Magnetismus des Magnetes selbst ausüben kann.

439 Die Anziehung A und Tragkraft T , welche die der magnetischen Axe eines elektromagnetischen Eisenstabes parallelen Seitenflächen desselben besitzen, ist von Dub²⁾ untersucht worden.

¹⁾ De la Rive, Compt. rend. T. XX, p. 1290. 1845*. — ²⁾ Dub, Elektromagn. S. 270*.

Die Eisenstäbe waren so mit Spiralwindungen umgeben, dass sich zwischen zwei Windungen ein kleiner Zwischenraum befand. An den Stäben der Länge nach eine 4''' breite, ebene Fläche geschliffen, auf die ein 2'' langes, 1/2'' dickes Eisenstäbchen gesetzt wurde, das sich zu einer sphärischen Endfläche von 1/4'' im Durchmesser zuspitzte. Das Stäbchen wurde entweder direct oder nach Aufkleben eines Blatt-Papier von der Seitenfläche des Eisenstabes abgerissen. Der den magnetisirende Strom war so schwach, dass noch keine Sättigung des gesetzten Stäbchens eintreten konnte. Auf diese Weise fand Dub, die Intensität des magnetisirenden Stromes = I stand der Stelle, auf die das Stäbchen aufgesetzt wird, vom Pole des Magnetes = E die Anziehungskraft = T die Anziehung = A

bei einem 2' langen, 1'' dicken Stab:

	$I = 7$		$I = 20$	
T	$const \sqrt{E} + \sqrt{T}$	A	$const \sqrt{E} + \sqrt{A}$	A
64 Lth.	10,3144	160	14,06	86
34	11,6568	64	14	34
29	13,1751	30	13,75	16
9,5	13,1746	11	13,7	7,5
2,625	13,6202	3	13,7	2,06
0,188	13,4819	0,3	13,89	0,25
0	13,7564	0	13,89	0

Ähnliche Resultate ergaben sich an einem anderen Stab. Auch an der breiten Seite eines permanent magnetisirten Stahlmagneten von 21'' Länge, 1 1/2'' Breite und 3/8'' Dicke hat Dub dieses Verhältniß geprüft. Er erhielt u. A.:

	1/8''	1''	2''	3''	4''	5''	6''	7''	10,5''
T	3,3	1,8	1,1	0,65	0,45	0,25	0,16	0,06	0
$+ \sqrt{T}$	1,89	1,8	1,9	1,84	1,87	1,84	1,87	1,83	1,94

Indem nun Dub nach seinen §. 389 ausgeführten Sätzen den an jeder Stelle der Stäbe „erregten“ Magnetismus (der also dem Moment an derselben Stelle proportional wäre), proportional setzt der Quadrat des Abstandes dieser Stelle vom Ende des Stabes, die Anziehungskraft unter Berücksichtigung der störenden Umstände, auch die Tragkraft proportional annimmt dem Quadrat des an derselben Stelle vorhandenen Magnetismus, kommt er nach diesen Versuchen zu dem Satz: Die Summe des „erregten“ und „freien“ Magnetismus ist an jeder Stelle der Stäbe constant. — Da der freie Magnetismus in der Mitte des Stabes Null ist, wo der „erregte“ Magnetismus im Maximum ist, so wäre

hiernach auch der freie Magnetismus an jeder Stelle proportional der Entfernung des in der Mitte des Stabes und an der untersuchten Stelle des freien Magnetismus.

Ist aber das Moment eines um x von der Mitte des Stabes entfernten Theilchens gleich m , so ist der freie Magnetismus an seiner Entfernungsstelle mit dem folgenden Theilchen gleich $\frac{dm}{dx}$. Nach dem von Dub müsste also

$$m + a \frac{dm}{dx} = k \quad \text{oder} \quad m = e^{-\frac{x}{a}} + k$$

sein, wo a und k Constante sind.

Die magnetischen Momente müssten dann einer logarithmischen Linie, nicht einer Parabel entsprechen, wie es aus den Sätzen von (§. 389) hervorgeht.

Uebrigens möchte bei den vorliegenden Versuchen auch keine Anziehung vollständig dem Quadrat des freien Magnetismus an den einzelnen Stellen des Stabes entsprechen. Die Axe des auf die Seitenflächen des Stabes aufgesetzten Ankers steht senkrecht auf der Axe des letzteren. Wird also in dem Anker Magnetismus durch den freien Magnetismus der Stäbe erregt, so werden dadurch die Moleküle der letzteren, deren Enden auch auf der Axe des Ankers mehr oder weniger senkrecht stehen, gelenkt, sie kehren sich mit ihren einen Enden dem Anker zu. Dadurch vermehrt sich dadurch die Anziehung. So wird dieselbe nicht dem Quadrat des freien Magnetismus entsprechen, sondern verhältnissmässiger sein.

440 Aehnliche Versuche sind auch von Lamont¹⁾ angestellt. Er hängte an einem Coconfaden von der Länge l kleine Eisenstückchen von dem Gewicht e auf und knüpfte an dieselben einen zweiten, unterhalb mit dem Gewicht p belasteten Faden. Der ganze Apparat wurde den verschiedenen Stellen eines senkrecht gegen den magnetischen Meridian liegenden Stahlmagnets genähert, so dass das Eisenstückchen von ihm angezogen wurde. Sodann wurde durch eine Schraube der Aufhängepunkt des Fadens von dem Magnet entfernt, bis das Eisenstückchen abbrach. Nach dem Abreissen, wo die Fäden vertical hängen, der Abstand des Eisenstückchens vom Magnet gleich s , so ist das zum Losreissen erforderliche Gewicht P :

$$P = (p + e + f) \frac{s}{l},$$

wo f das Gewicht des unteren Fadens bezeichnet.

Nach mehrfachen Correctionen, welche darauf Bezug haben, dass die Anziehung stets etwas kleiner ist, als dem Quadrat der magnetischen Kraft entsprechen würde, und in Betreff deren wir auf die Orig-

¹⁾ Lamont, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 354 u. 364. 1851*.

lung verweisen müssen, berechnet Lamont aus den Anziehungen bei Stahlstäben an je sechs, zwischen der Mitte und den Enden liegenden, gleich weit von einander entfernten Punkten die daselbst vorkommenden freien Magnetismen. Die Stäbe waren aus ungehärtetem Stahl cylindrisch. Die Stäbe I. und II. waren 507,6^{mm} lang und 24,2^{mm} Stab III. 341,5^{mm} lang und 14,66^{mm} dick.

Es ergab sich so der freie Magnetismus M :

Stand von der Mitte A	I. M	II. M	III. M	A	I. M	II. M	III. M
+ 6	39,0	24,1	49,0	-1	- 4,8	- 2,0	- 3,0
+ 5	25,8	13,5	33,7	-2	-10,3	- 4,0	-11,9
+ 4	20,1	8,7	25,9	-3	-14,1	- 6,0	-20,9
+ 3	14,7	5,3	19,2	-4	-19,3	- 9,1	-29,2
+ 2	10,8	3,8	13,2	-5	-25,8	-13,8	-35,8
+ 1	5,3	2,2	8,0	-6	-38,3	-24,8	-52,5
0	0,7	0,7	2,6				

erechnet man diese Vertheilung von M nach der Formel von Biot, $A\mu^x - B\mu^{-x}$, in welcher die Constante B eingesetzt ist, da die Stäbe an beiden Polen nicht ganz gleich starke Polarität zeigen, so man bis auf die Enden der Stäbe eine gute Uebereinstimmung. In den Enden sind die berechneten Werthe etwa um $\frac{1}{6}$ zu klein.

nach vom Kolke (l. c. S. 342) hat die Anziehung von Eisen durch die Flächen eines Stahlmagnetes untersucht. Er riss ein an einer Wage hängendes Eisenstäbchen von den verschiedenen Punkten eines 9^{mm} hoch, 38^{mm} breiten und 610^{mm} langen Magnetstabes ab, welcher in normaler Lage senkrecht gegen den magnetischen Meridian befestigt. Er fand folgende Tragkräfte:

Abstand von dem Ende:	Auf der Mittellinie		Auf der Kante	
	der breiten Seitenfläche:	derschmalen Seitenfläche:	während der Stab flach auflag:	während die Kante um 45° gehoben war:
305 ^{mm}	0 Grm.	0	0	0
03,4	6,1	8	8,7	5,5
01,7	12,1	17	17,5	10
45,2	19,6	26,5	27,5	15
0	35,3	39,8	46,5	27,9

Es ist also die Tragkraft des Magnetstabes an den Kanten und den breiten Flächen grösser, als auf den schmalen Flächen.

Man findet bei allen diesen Versuchen die schon im vorigen Paragraphen hervorgehobene Rückwirkung des temporären Magnetismus des Eisenstückchens auf den permanenten Magnetismus der Stahlstäbe statt. —

Diese Rückwirkung zeigt sich sehr deutlich bei dem folgenden Versuche von Lamont. Es lässt sich leicht berechnen, dass eine unbegrenzte magnetische Fläche auf einen benachbarten Magnet keine Anziehungs- und Abstossungserscheinungen ausüben kann, indem die Wirkungen auf beide Pole sich aufheben. So hätte auch, als Lamont ein Stückchen dünnen Eisendrathes von etwa $\frac{1}{2}$ Linie Länge auf die 34 Linien breite Fläche eines grossen Magnetstabes auflegte, keine Wirkung eintreten sollen. Dennoch wurde das Eisenstückchen angezogen.

IV. Verhalten der Magnete, deren Axe eine in sich geschlossene Curve bildet.

1. Allgemeine Beziehungen.

441 Bildet die Axe eines Magnetstabes eine in sich geschlossene Curve, so kann derselbe nach aussen hin gar keine Wirkung äussern, wenn die magnetischen Momente aller auf einander folgender Theile gleich sind, also alle gleichen magnetisirenden Kräften unterworfen sind. Auf diese Weise übt ein in sich geschlossener und mit Kupferdrath umwickelter Eisenring beim Hindurchleiten des Stromes durch die Drahtwindungen weder elektromagnetische noch magnetische Wirkungen aus.

In ganz ähnlicher Weise hat Dove¹⁾ beobachtet, dass, wenn man in einen hohlen Eisencylinder, z. B. einen Flintenlauf, einen gut hineinpassenden, magnetisirten Stahlstab einschiebt, das System von beiden nach aussen fast gar keine magnetische Wirkungen zeigt. Es zieht beide Pole der Magnetonadel an beiden Enden gleichmässig an, stellt sich, frei aufgehängt, nicht von Nord nach Süd u. s. f. Dies liegt daran, dass der Eisencylinder als Anker des Stahlmagnetes dient, und daher in ihm eine fast gleich starke, aber entgegengesetzt gerichtete Magnetisirung wie die des Stahlstabes erzeugt wird.

Legt man in den hohlen Eisencylinder einen mit einem Kupferdrath unwundenen geradlinigen, elektromagnetischen, weichen Eisenstab ein, so ist die Wirkung des letzteren nicht völlig aufgehoben, da bei der weiteren Entfernung der Ränder des Eisenstabes und des Cylinders die entgegengesetzte Polarität des letzteren nicht so stark auftreten kann.

Auch wenn man durch die Mitte eines Stahlringes oder einer in der Mitte durchbohrten Stahlplatte einen Kupferdrath führt, durch diesen einen galvanischen Strom leitet und sodann den Kupferdrath entfernt, zeigt der Ring oder die Platte nach aussen durchaus keinen Magnetismus. Bricht man dieselben aber in zwei Hälften, so zeigen die Enden dieser Hälften die magnetische Polarität, welche sie erhalten hätten, wenn sie einzeln der Wirkung des Stromes im Kupferdrath ausgesetzt gewesen

¹⁾ Dove, Pogg. Ann. Bd. XLIII, S. 517. 1838*.

che Magnete bezeichnet man mit dem Namen der Transverse¹⁾.

Ein gewöhnlicher Stahldrath, durch den man direct einen Strom leitet, magnetisirt sich in ähnlicher Weise, wie die Transversaldrähte (vgl. das Capitel „Einfluss der Torsion auf den Magnetismus“.)

Das magnetische Moment der einzelnen Theile eines in sich geschlossenen, magnetisirten Ringes nicht gleich, so zeigt sich an den Stellen eine Aenderung der Momente stattfindet, freier Magnetismus. Es geht z. B. mehr oder weniger, wenn man die Pole eines hufeisenförmigen Elektromagnetes mittelst eines Ankers verbindet.

Das magnetische Moment eines solchen geschlossenen Systems kann an verschiedenen Stellen untersucht werden, einmal, indem man um den Ring eine Inductionsrolle legt und dann den magnetisirenden Strom durch den Ring leitet, indem man das System an einer Stelle zerreisst, oder, da dies nicht möglich wäre, an zwei correspondirenden Stellen zerschneidet und die beiden Hälften von einander trennt, wie z. B. beim Abheben des Ankers von einem hufeisenförmigen Elektromagnet, sei es durch die Zwischenlegung eines Blättchens Papier. Es ist dann die Tragkraft (nach Abzug der Fehlerquellen) und Anziehungskraft der magnetischen Momente der Theilchen an der Berührung proportional.

Man lässt sich nach Kirchhoff²⁾ der Magnetismus eines 442

geschlossenen Rotationskörpers von Eisen berechnen, dessen Masse M die Rotationsaxe nicht getroffen wird, welcher von einem Drathwindungssystem umgeben ist, die ebenfalls einen, den Eisenkörper eng umschliessen, mit dem Eisen conaxialen Ring bilden. Die magnetische Induction ist dann auf der durch die Rotationsaxe gelegten Ebene und seine auf die Volumeneinheit bezogene magnetische Intensität jeder Stelle gleich $\frac{2nk i}{\rho}$, wo k die Magnetisirungsconstante,

i die Intensität des magnetisirenden Stromes, n die Zahl sämmtlicher Windungen, ρ der Abstand des betrachteten Elementes des Körpers von der Rotationsaxe ist.

Ein solches System mussen wirkt solcher Ring nicht; in einer ihn umgebenden Spirale von n_1 Windungen inducirt er aber beim Verschwinden des Magnetismus und des Stromes in der Magnetisirungsspirale einen Strom von der elektromotorischen Kraft

$$E = \frac{n n_1}{\pi} i (4 \pi k + 1) \int \frac{dv}{\rho^2},$$

Gay-Lussac et Welter, Démonferrand, Lehrbuch. Deutsch v. Fecht 179*; Erman, Denkschr. der Berl. Akad. 1820 bis 1821. S. 338*; Gilb. Ann. Bd. LXXII, S. 24. 1822*. — ²⁾ Kirchhoff, Pogg. Ann. S. 1. 1870*.

wo dv ein Volumenelement des Eisenringes ist. Ist der Querschnitt des Eisenringes ein Kreis vom Radius a , ist R der Radius des die Mittelpunkte der Querschnitte verbindenden Kreises, so ist

$$E = 4\pi n n_1 i (4\pi k + 1) (R - \sqrt{R^2 - a^2}).$$

Der mit k multiplicirte Antheil dieses Werthes entspricht der Wirkung des Eisenringes für sich. Ist k variabel, so gelten die obigen Gleichungen, wenn der Eisenring so dünn ist, dass für alle seine Stellen ρ als constant anzusehen ist.

Besteht ein Theil einer unendlich langen Stromleitung aus einem cylindrischen Stück Eisen vom Radius R und der Länge L , und ist die Rückleitung so weit von dem Eisen entfernt, dass sie keinen wesentlichen Einfluss auf dasselbe ausübt, so ist die magnetische Axe jedes Moleküls des Cylinders senkrecht auf seiner Axe und dem jeweiligen Radius ρ desselben. Das auf die Volumeneinheit bezogene magnetische Moment des so erregten Transversalmagnetismus ist

$$\frac{2ki}{R^2} \rho.$$

Nach aussen wirkt die Masse nicht magnetisch; in ihr selbst wird aber beim Oeffnen und Schliessen ein Strom inducirt, indem das Potential der Leitung auf sich selbst eine Veränderung um $2\pi kL$ erfährt.

443

Da in einem geschlossenen und magnetischen Kräften unterworfenen System von Magnet und Anker jedes magnetische Theilchen auf beiden Seiten andere magnetische Theilchen findet, die seinen Polen mehr oder weniger stark ihre ungleichnamigen Pole zuwenden, so wird durch die Wechselwirkung derselben die Einstellung ihrer Axen in der Richtung der Axe des Systems viel vollständiger zu Stande kommen, als wenn das System an irgend einer Stelle unterbrochen ist; die zum Zerreißen desselben erforderliche Kraft ist grösser im ersten Falle als im zweiten.

Zugleich nähert sich aber auch die Magnetisirung viel schneller einem Maximum, als in ungeschlossenen Magneten.

Der erste Theil dieses Satzes wird sehr deutlich durch Versuche von Magnus¹⁾ bewiesen. Zwei verticale weiche Eisenstäbe, welche parallel neben einander gestellt und von Spiralen umgeben waren, durch die der Strom so geleitet wurde, dass der eine Stab am unteren Ende einen Nordpol, der andere einen Südpol erhielt, trugen an ihren unteren Enden zusammen kaum einen 3 Pfund schweren, dieselben verbindenden Anker. Wurden die oberen Enden der Stäbe aber durch einen zweiten Anker verbunden, so konnte der untere Anker mit etwa 40 Pfund belastet werden, ehe er abbrach. Selbst als die Endflächen eines 6 Fuss langen Hufeisens von weichem Eisen an die oberen Enden der Stäbe gelegt wurden, vermehrte sich noch ihre Tragkraft.

¹⁾ Magnus, Pogg. Ann. Bd. XXXVIII, S. 437. 1836*.

das Anlegen grösserer getrennter Eisenmassen an dieselben dasselbe in geringerem Grade (vgl. §. 437).

Zunahme der gemeinsamen Tragkraft T_2 beider Pole eines Magnetes gegen die eines Poles T_1 allein, zeigen auch einige Versuche von Nicklès¹⁾, bei denen er cylindrische Anker mit ihrer Cylinderoberfläche gegen den einen oder die beiden Pole eines elektromagnetisirten Magnetes legte und sie abmessen liess. Es ergab sich u. A. bei verschiedenen Stromstärken I :

	ein Pol	beide Pole	
	T_1	T_2	$\frac{T_2}{T_1}$
76	600 Grm.	5100 Grm.	8,3
35	2500	7500	3
19	2600	10700	4,1

der grösste Unterschied zwischen der Tragkraft eines und beider Pole ist namentlich bei Magnetisirung durch schwache Ströme zeigt, dass das schnelle Eintreten der Sättigung bei stärkeren Strömen zu

einem Dreizackmagnet, dessen äussere beide Schenkel eine entgegengesetzte Polarität hatten, wie der mittlere, ergab sich nach Nicklès²⁾ die Tragkraft T_m des mittleren Poles, die Tragkraft T_{ma} des mittleren Poles äusseren Poles, endlich die Tragkraft T_{ama} aller drei, durch allelepipedischen Anker verbundenen Pole bei verschiedenen Stromstärken I der magnetisirenden Ströme:

I	T_m	T_{ma}	T_{ama}
1188	3 Kilogr.	80	130
1041	2	68	120
263	—	6	15
203	—	3	4

der Gestalt der Anker ändert sich indess das Verhältniss der verschiedenen Tragkräfte.

folgende Versuch zeigt gleichfalls die Rückwirkung des Magnetes auf den Anker: Verbindet man die Pole eines Magnetes mit der Magnetisirungsspirale eines hufeisenförmigen Elektromagnetes und schaltet in den Schliessungskreis ein Galvanometer ein, die Nadel um einen bestimmten Winkel ab. Sobald man den Strom durch den Elektromagnet legt, geht die Nadel für einige Augenblicke zurück, indem die Wirkung des Magnetismus des Elektromagnetes an jeder Stelle einen

¹⁾ Nicklès, Electro-aimants S. 86. 1860^{*}; vgl. auch ältere Versuche von Henry u. Gehler's phys. Wörterb. Bd. VI, S. 708; ganz ähnliche Versuche auch von G. Ann. Bd. CV, S. 547. 1858^{*}. — ²⁾ Nicklès, Electro-aimants 108^{*}.
³⁾ Gann, Galvanismus. II.

einige Zeit dauernden, inducirten Strom im Drahte der Magnetisirung spirale hervorruft, welcher dem ursprünglichen Strom entgegengerichtet ist.

445 Bei permanent magnetisirten, hufeisenförmigen Magneten von Stahl ist diese wechselseitige Richtung der Theilchen viel schwächer. hielt nach Magnus¹⁾ ein Stahlmagnet seinen, beide Pole berührend Anker mit einer Tragkraft von 10 Pfund fest, ein Elektromagnet mit einer Tragkraft von 140 Pfund. Dennoch besass jeder einzelne Pol des ersteren für sich eine grössere Tragkraft, als jeder einzelne Pol des letzteren.

Sehr deutlich zeigt sich dies auch bei dem Verfahren von Sinstedten²⁾, durch welches er die Tragkraft seiner Magnete zu vermehren sucht. Legt man in einiger Entfernung von den Polen ein kleines Eisenstäbchen quer über die Schenkel eines Stahlmagnetes, so wird die Tragkraft des Magnetes bedeutend erhöht, indem durch die Eisen hindurch die gegenseitige Richtung der an den Polen stark gerichteten Stahltheilchen auf einander viel stärker stattfindet, als durch die Stahlmasse des Magnetes.

Dass indess dennoch auch bei den Stahlmagneten eine, wenn auch schwächere Rückwirkung der magnetischen Theilchen des Ankers auf den Magnet stattfindet, ergibt sich sehr gut aus einem anderen Versuch von Sinstedten³⁾. Legt man an einen hufeisenförmigen Stahlmagnet einen flachen Anker von einer Seite, so werden durch die Magnetisirung desselben die Theilchen des Stahlstabes so gerichtet, dass ein wenig der magnetischen Anziehung der Theilchen des Ankers folgt. Legt man jetzt von der anderen Seite gleichfalls einen flachen Anker an den Magnet, so haftet dieser viel weniger stark am Magnet, als der erste Anker, da die durch die Wirkung des ersten Ankers gerichteten Theilchen durch die Reibungswiderstände gehindert werden, ihre Lage zu verlassen und der Anziehung der durch den Magnet magnetisirten Theilchen des zweiten Ankers zu folgen. Erst wenn man den zweiten Anker derholt auf die scharfe Kante gebogen und wieder mit seiner Fläche angelegt hat, ist die Anziehung gegen diesen Anker ebenso stark sogar stärker, wie gegen den ersten, indem einmal hierbei Erschütterungen eintreten, durch welche die Theilchen des Stahlmagnets beweglicher werden, dann auch die Richtung der Theilchen an der Kante des zweiten Ankers bedeutender ist, als auf der Fläche des ersten, so die Theilchen des Magnetes gleichfalls durch jenen stärker gerichtet werden.

Sind die beiden Schenkel eines Hufeisenmagnetes in entgegengesetztem Sinne durch die herumgeleiteten Ströme magnetisirt, so dass ihre E

¹⁾ Magnus l. c. — ²⁾ Sinstedten, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 207. 1848

³⁾ Sinstedten, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 196. 1849*.

amige Pole zeigen, so verhalten sie sich im Wesentlichen wie zwei te geradlinige Magnetstäbe.

oben sich in einem geschlossenen Kreise von Eisen die magneti- 446
moleküle nach der Einwirkung eines an allen Stellen im gleichen
die Moleküle richtenden Stromes durch ihre gegenseitige Anzie-
sonders stark in ihre magnetischen Lagen geordnet, so kann
lbst den magnetisirenden Strom aufheben, ohne dass die Moleküle
ihre Stellung völlig verlassen. Es bleibt in dem geschlossenen
ein Residuum von remanentem Magnetismus übrig.

egt man daher an einen hufeisenförmigen Elektromagnet einen
u schweren Anker und öffnet den magnetisirenden Strom, so bleibt
er noch am Magnet hängen. So beobachtete zuerst Sturgeon¹⁾,
n hufeisenförmiger Elektromagnet, der einen, mit den daran hän-
Gewichten 75 Pfd. schweren Anker während der Dauer des mag-
nden Stromes trug, auch nach Aufhebung desselben noch 20 Pfd.
n Anker tragen konnte.

ieses findet sogar, wenn auch in geringerem Grade statt, wenn
und Magnet durch einen Papierstreif²⁾ oder ein Glimmerblatt von
er getrennt sind. Man kann dabei den Magnet von weichem
nach dem Vorlegen des Ankers, statt durch den herumgeleiteten
auch durch Streichen mit einem Stahlmagnet magnetisiren³⁾.

enn man daher einen Elektromagnet erst durch einen starken
erregt und dann die Intensität des letzteren allmählich bis auf
kleineren Werth I vermindert, so vermag derselbe bei dieser In-
t in Folge des remanenten Magnetismus einen viel stärker belaste-
ker zu tragen, als wenn man den Elektromagnet nur von vorn-
durch den Strom von der Intensität I erregt hätte⁴⁾.

nterbricht man aber die Continuität des in sich geschlossenen,
tisirten Eisenkreises, so hört die gegenseitige Einwirkung der
tischen Moleküle auf einander an der Unterbrechungsstelle auf; sie
mehr oder weniger in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen
, der Elektromagnet behält nur noch mehr oder weniger perma-
n Magnetismus.

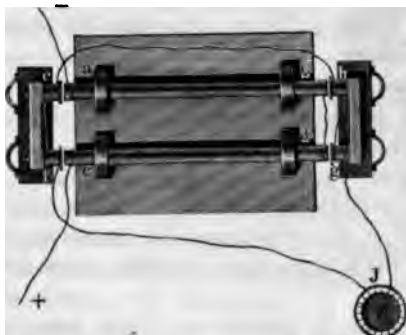
at man daher einmal nach Unterbrechung des magnetisirenden
s den an einem hufeisenförmigen Elektromagnet haftenden Anker
men, so vermag der Magnet den Anker bei wiederholtem Anlegen
nicht mehr zu tragen; man bemerkt höchstens eine schwache An-
g desselben, die bei wiederholtem Anlegen und Entfernen des An-
is zu einem gewissen Grade auch noch durch die dabei erfolgen-
schütterungen verschwindet.

Sturgeon, Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 637. 1832*; Ann. of Phil. 1826. T. XII,
— ²⁾ Dove, Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 462. — ³⁾ Watkins, Phil. Trans.
ol. II, p. 333; Pogg. Ann. Bd. XXXV, S. 208. — ⁴⁾ Vergl. u. A. Joule,
1, Ann. of El. Vol. V, p. 187 u. 471.

447 Die mit wachsender magnetisirender Kraft erfolgende Zunahme des gesammten temporären Momentes in einem geschlossenen Kreise von weichem Eisen haben Lenz und Jacobi auf folgende Weise bestimmt.

Gegen zwei weiche Eisenstäbe ab und cd , Fig. 206, welche der Länge

Fig. 206.



nach mit Spiralen umgewickelt waren, wurden zwei hufeisenförmige Anker ef und gh gelegt, welche aus zwei, einem eisernen Querstück bestützten Eisencylindern bestanden, die mit Inductionsspiralen umwickelt waren. Letztere standen mit dem Galvanometer in Verbindung. Nach Messung der Intensität des die Stäbe ab und cd hergeleiteten Stromes an einem elektromagnetischen Waage

wurden beide Anker ef und gh gleichzeitig von den Stäben ab und cd abgerissen und der Inductionsstrom gemessen, dessen Intensität I dem Anker verschwundenen temporären magnetischen Moment proportional ist, wenn man von den Inductionswirkungen absieht, welche durch das Verschwinden des Magnetismus in den die Anker verbindenden Eisenstäben hervorgerufen waren.

Es ergab sich die dem temporären Moment proportionale Intensität M der Inductionsströme:

Länge der Stäbe	Anzahl der Windungen n	M	$1000 \frac{M}{n}$
3'	946	0,90333	0,955
2½'	789	0,71823	0,910
2	634	0,61106	0,964
1½'	474	0,48633	1,026
1	315	0,32185	1,022
½'	163	0,16476	1,011

Ebenso fand sich, als nur auf die Enden der Stäbe zwei lange Kupferhülsen geschoben waren, die mit je 240 Windungen umwickelt waren:

1) Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. Bd. LXI, S. 266. 1844*.

länge der Stäbe	3'	2 ¹ / ₂	2	1 ¹ / ₂	1	1/2
<i>M</i>	0,75594	0,72637	0,72417	0,74915	0,75737	0,76911

Bei gleich dicken Stäben ist also das auf diese Weise gemessene temporäre magnetische Moment des Ankers proportional der Anzahl der Windungen der Magnetisirungsspiralen und proportional der Intensität der Ströme, also proportional der magnetisirenden Kraft, und wenn die Stäbe ihrer ganzen Länge nach mit den Drathspiralen umgeben waren, unabhängig von der Länge der Eisenstäbe. — Werden nur die Enden der Stäbe mit Drathspiralen umgeben, so wächst auch dann noch das magnetische Moment der Anker proportional der Intensität der magnetisirenden Ströme.

Bei wachsenden magnetisirenden Kräften nähert sich indess das in einem geschlossenen Kreise erzeugte Moment schnell einem Maximum. Die hierbei stattfindende Aenderung der Magnetisirungsfuction (vergl. 442) ist von Stoletow¹⁾ untersucht worden. Er verwendete einen Eisen Ring von 200,025^{mm} äusserem, 180,37^{mm} innerem Durchmesser, dessen Querschnitt ein Rechteck von 14,75^{mm} Höhe bildete. Derselbe war aus zwei, aussen kreisförmig abgerundeten Holzringen bedeckt, auf welche 10 Windungen von (ohne Ueberspinnung 0,45^{mm}, mit derselben 0,67^{mm} Durchmesser) Kupferdrath gewickelt waren, deren Querschnitt nahezu die Form eines Rechteckes, durch Halbkreise verbundener paralleler Linien hatte. Durch diese Drathlage wurde der magnetisirende Strom geleitet. Ueber dieselbe war noch eine zweite Drathlage von 750 Windungen in fünf Abschnitten von 50 bis 250 Windungen gelegt, von denen die eine oder mehrere zugleich mit einem Multiplicator verbunden wurden. Die Enden der Dräthe waren so gelegt, dass sie die Componenten des Stromes in den Windungen in der Richtung der Centrallinie des Drathes compensirten. Vermittelst zweier Commutatoren wurde der Strom durch eine Säule durch eine Drathrolle, welche östlich vor einem Magnetometer aufgestellt ist, dessen Ablenkungen die Stromintensität bestimmen, und durch die erste Windungsreihe des Eisenringes geleitet. Bei wiederholtem Umkehren der Stromesrichtung in letzterer wurde in der übergewickelten Rolle ein Inductionstoss erzeugt, dessen Intensität in jedesmal aus dem ersten Ausschlag bestimmen konnte. Auch wurde dieselbe bei wiederholten Umkehrungen der Stromesrichtung mittelst der Multiplicationsmethode untersucht. Auf diese Weise konnte die Aenderung des Momentes des Eisenringes bei Umkehrung der Stromesrichtung bei verschiedenen Intensitäten *I* der magnetisirenden Ströme und der hier Aenderung entsprechende Werth der Magnetisirungsfuction (*k*) die Volumeneinheit bestimmt werden. So ergab sich u. A.:

¹⁾ Stoletow, Pogg. Ann. Bd. CXLVI, S. 439. 1872*.

I	(k)	I	(k)
4,30	21,54	100,3	108,10
9,22	40,95	132,6	87,70
12,60	68,70	179,3	66,87
15,60	104,48	217,0	56,47
32,12	174,20	252,2	49,68
40,38	168,90	288,2	44,04
71,83	136,20	307,3	42,13.

Es steigt also bei zunehmenden magnetisirenden Kräften auch die Function (k) Anfangs und nimmt erst nachher wieder ab.

Die Function (k) ergibt sich dabei im Allgemeinen grösser, als die Magnetisirungsfuction k bei der ersten Magnetisirung eines geschlossenen oder bei wiederholten Magnetisirungen eines nicht geschlossenen Systems. Es ist dies auch vollkommen erklärlich, da bei der Umkehrung der Richtung des magnetisirenden Stromes in dem geschlossenen Ring jedesmal erst der remanente Magnetismus zerstört und dann durch die entgegengesetzte Magnetisirung ersetzt werden muss. Die Gesamtdrehungen der Molekularmagnete sind hierbei viel bedeutender, als bei der ersten aufsteigenden Magnetisirung eines frischen Eisenringes. Die Functionen k und (k) dürfen mithin nicht mit einander verwechselt werden (vergl. den folgenden Paragraphen).

449 Das Verhältniss der verschiedenen Theile des in einem System von Hufeisenmagnet und Anker erzeugten Magnetismus hat Poggendorff¹⁾ bestimmt. Die Schenkel des Magnetes waren mit Drathrollen umgeben, welche aus je zwei isolirten Dräthen bestanden. Die einen dieser Dräthe wurden mit den Polen der Säule verbunden und die Intensität I des Stromes durch eine Tangentenbussole bestimmt. Die beiden anderen Dräthe wurden mit dem Galvanometer verbunden. Es wurde die Intensität des Inductionsstromes gemessen, welcher in diesen Dräthen entstand:

1. Als kein Anker auf dem Magnet auflag und der Kreis des magnetisirenden Stromes geöffnet wurde. Diese Intensität sei a .

2. Als auf den Magnet ein flacher Anker aufgelegt war und der magnetisirende Strom zum ersten Male geschlossen wurde. Die jetzt beobachtete Intensität b des inducirten Stromes entsprach dem totalen, im Magnet erzeugten magnetischen Moment.

3. Als der Stromkreis geöffnet und wieder geschlossen wurde. Die Intensität c entsprach dem totalen Magnetismus weniger dem in Magnet und Anker zurückbleibenden remanenten Magnetismus.

4. Als der Anker nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes vom Magnet abgerissen wurde. Die jetzt gemessene Intensität d des Inductionsstromes gab den Werth des remanenten Magnetismus an.

¹⁾ Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 147. 1852*.

Es ergab sich aus diesen Versuchen u. A.:

<i>I</i>	1	1,25	2,33
<i>a</i>	4,36	10,23	16,06
<i>b</i>	32,10	49,66	58,87
<i>c</i>	10,45	17,66	24,15
<i>d</i>	— 25,01	— 34,75	— 39,37

Es folgt aus diesen Versuchen:

1. Das totale magnetische Moment *b* des durch den Anker geschlossenen Magnetes wächst in schwächerem Verhältniss, als die Intensität magnetisirenden Ströme.

2. Die Summe der Werthe *c* und *d* müsste dem Werthe *b* gleich sein; sie ist aber etwas grösser, da der Magnet nach dem Oeffnen des Leitungskreises bei den Versuchen ad 3 stets vor dem Schliessen einig von seinem remanenten Magnetismus verliert, und dadurch der Werth *c* etwas zu gross ausfällt.

Statt eines mit einem Anker versehenen Hufeisens kann man auch einen in sich geschlossenen und mit Drath umwickelten Eisenring für diese Versuche verwenden. Die Resultate ad *b* und *c* sind dann die entsprechenden.

Keht man die Richtung des Stromes um, welcher einen mit seinem Kern versehenen Elektromagnet magnetisirt, und untersucht die Intensität der Inductionsströme in einer ihn umgebenden Spirale, so ergibt sich fast als doppelt so stark, wie wenn man den Magnet zum ersten Mal durch einen Strom von gleicher Intensität magnetisirt (Poggenhoff l. c.). Also auch hier ist, wie bei geraden Stahlstäben, zur Vernichtung des im Magnet nach Oeffnen des magnetisirenden Stromes zurückbleibenden remanenten Magnetismus nur eine sehr geringe Kraft erforderlich.

Dass ein Elektromagnet von weichem Eisen bei der ersten Magnetisierung eine grössere Tragkraft zeigen soll, als bei wiederholten Magnetisierungen¹⁾, möchte nur dann richtig sein, wenn hierbei die Stromesrichtung umgekehrt wird, und dadurch der Magnet im entgegengesetzten Sinne nicht das gleiche Moment erhält, wie vorher.

2. Tragkraft und Anziehung geschlossener Magnete.

Die Gesetze der Tragkraft eines Ankers durch einen hufeisenförmigen Elektromagnet oder zweier elektromagnetischer Hufeisen unter einander sind noch viel complicirter, als die eines geraden An-

¹⁾ Du Moncel, Institut. Nr. 1000. Mars 1853.

kers und Elektromagnetes, da man fast nie die aneinander gelegten Massen gleichzeitig an ihren beiden Berührungsf lächen trennen und ausserdem der Anker sich stets nach einer Seite neigt, ehe er reisst. Man erhält so stets unsichere, meist zu kleine Werthe der Kraft.

Die Anziehung der Magnete in weiterer Entfernung lässt sich grösserer Sicherheit beobachten, obgleich die Fehlerquellen auch bedeutender sind, als bei geradlinigen Magneten und Ankern.

Wir betrachten wiederum nach einander den Einfluss der magnetisirenden Kraft, der Dicke und der Länge der Hufeisen-Elektromagnete auf dieses Verhalten, und zwar bei unmittelbarer Berührung (Tragkraft) oder bei Zwischenlegung indifferenten Substanzen (Anziehung).

Wir begnügen uns, von den in Betreff dieser Punkte angestellten Untersuchungen nur diejenigen anzuführen, welche wenigstens etwas allgemeinere Resultate geliefert haben; lassen dagegen viele speciellere Angaben über die Abhängigkeit der Tragkraft von dem Gewicht der Magnete u. s. w. fort, aus denen sich doch keine irgend allgemeinere Beziehungen ergeben können.

a. Einfluss der magnetisirenden Kraft.

451 Einige frühere Versuche von dal Negro ¹⁾ hatten schon gezeigt, dass die Tragkraft hufeisenförmiger Elektromagnete nicht dem Quadrat, sondern der magnetisirenden Kraft proportional zunimmt. Er veränderte die Intensität des magnetisirenden Stromes durch Aenderung der Oberfläche der Erregerplatten der Säule, und wollte eine Proportionalität zwischen dem Umfang u derselben und der Tragkräfte T der Elektromagnete gefunden haben. — Berechnet man indess nach Jacobi die Tragkräfte der Ohm'schen Formel, indem man die Intensität I des Stromes mit dem Werth $I = \frac{41,55}{1 + \frac{14,4}{o}}$ gleich setzt, so erhält man aus denselben

Resultat, dass die Tragkräfte der Intensität des magnetisirenden Stromes direct proportional sind. So ergiebt sich u. A.

o	6	12	18	24	30	36	42	48	54
u	14	16	18	20	22	24	26	28	30
$T(\text{ber.})$	12,22	18,89	23,08	25,97	28,07	29,68	30,94	32,00	32,80
T	13,85	18,25	22,80	24,60	25,80	30,30	29,60	32,80	33,00

In ähnlicher Weise hat Jacobi ²⁾ bei verschiedenen grossen Elementen mit quadratischen Kupfertrögen und Zinkplatten und einem Hufeisen-Elektromagnet von $14\frac{1}{2}$ Pfund Gewicht dasselbe Resultat erhalten.

¹⁾ Dal Negro, Dove's Repert. Bd. I, S. 268; auch Pogg. Ann. Bd. I, S. 470; Bd. XXXI, S. 261. 1834; Bibl. univers. T. LIV, p. 1. — ²⁾ Jacobi, Repert. Bd. I, S. 268. 1851.

Intensität wurde nach der Formel $I = \frac{283,6}{1 + \frac{20}{o}}$ berechnet; in welcher

oderum o die Oberfläche der Erregerplatten der Säule bezeichnet.

o	4 □"	16	36	64	100	144
T (ber.)	47,3	126	182,3	216,1	236,3	249
T	47,75	126,45	185	200,62	236,05	255,34

Aehnliche Resultate erhielt auch Fechner¹⁾. Sein Hufeisenelektromagnet war nur 2 Linien dick, hatte 14 Linien Länge, und seine Pole waren 6 Linien von einander ab. Derselbe wurde durch eine Spirale aus zwei Lagen sehr dünnen Kupferdrathes magnetisirt. Der Anker wog $\frac{1}{4}$ Gran und lag mit einer stumpfen Kante an die Polflächen des Magnetes an. Die Intensität I des magnetisirenden Stromes wurde durch die Oscillationsdauer der Doppelnadel eines Multiplicators gemessen (S. 239), bei dem häufig die Drathwindungen durch ein einfaches \square förmiges Blech ersetzt waren. Dieser Multiplicator wurde neben dem Elektromagnet in den Stromkreis eingeschaltet. Durch Temperaturänderungen des dünnen Drathes des Elektromagnetes können bei dieser Methode bei Messung manche Unregelmässigkeiten sich ergeben. So fand Fechner z. B.:

Zahl n der Schwin- gungen	Dauer der n Schwingungen	I	Tragkraft T	
			beobachtet	ber. n. d. Formel $T = n \cdot I$
6	96	0	0	0
	80,5	422	1448	1492
	77,5	535	1806	1892
	65	1181	4097	4176
	63	1924	4812	4680
16	162	9462	709	1527?
	157,5	12254	1139	1973?
	126	22172	3716	3579
	117	27312	4465	4408
	122	24317	3986	3925
	136	17615	2856	2843
	159	10203	1439	1647
	183	5252	929	848
	198	3028	627	489
209,3	1656	544	297	

1) Fechner, Schweigg. Journ. Bd. LXIX, S. 277 u. 316. 1833*.

Es ist ersichtlich, dass bei diesen Versuchen die Tragkräfte nicht ganz, wie Fechner meint, den Stromintensitäten proportional zunehmen. Vielmehr nähern sie sich allmählich einem Maximum, welches um so eher eintreten musste, als die Masse des benutzten Hufeisens sehr klein war, das Maximum der Magnetisirung also sehr bald erreicht wurde. Der Grund, warum bei der Anwendung aufsteigend stärkerer Ströme die Tragkräfte bei den geringeren Stromintensitäten zu klein, bei der Anwendung absteigend schwächerer Ströme zu gross ausfallen, könnte darin liegen, dass bei ersteren die §. 812 erwähnten Verhältnisse eintreten, bei letzteren der Magnet noch ein ziemlich bedeutendes Residuum an permanentem Magnetismus behalten hatte.

452 Die grossen Abweichungen von dem von Fechner ausgesprochenen Gesetz, welche sich bei genaueren Versuchen über diesen Gegenstand ergeben, sind zuerst von Lenz und Jacobi nachgewiesen worden.

Lenz und Jacobi¹⁾ rissen von den Polen eines hufeisenförmigen Elektromagnetes mittelst eines einarmigen Hebels, auf welchem sich ein Laufgewicht verschob, entweder gerade oder hufeisenförmige Anker ab. Bei der einen Versuchsreihe wurde auch der Magnet mit seines Schenkeln nach oben befestigt und zwischen dem Abreissapparat und dem Anker ein Regnier'scher Dynamometer eingeschaltet. Flache Anker gaben sehr unregelmässige Resultate. Beim Abreissen eines abgerundeten Ankers erhielt man:

Verhältniss der Stromintensitäten.	Verhältniss der Tragkräfte.
1 : 1,39	1 : 1,27
1 : 1,27	1 : 1,46
1 : 1,49	1 : 1,55
1 : 1,94	1 : 2,31
1 : 5,13	1 : 6,75

Als Lenz und Jacobi ein Hufeisen von einem anderen, festen abrissen, und die Tragkräfte ohne Zwischenschaltung des Dynamometers durch Ablesung der Einstellung des Laufgewichtes auf dem einarmigen Hebel direct beobachteten, fanden sie das Verhältniss der Tragkräfte T und T_1 und der Intensitäten I und I_1 der die Hufeisen magnetisirenden Ströme:

1. Beide Hufeisen magnetisirt,

$$I : I_1 = 1 : 2,6. \quad T : T_1 = 1 : 1,4.$$

2. Nur das feste Hufeisen magnetisirt,

$$I : I_1 = 1 : 2,4. \quad T : T_1 = 1 : 1,5.$$

Mittelst eines Hufeisens von 1" dicken und 6" langen Schenkeln

¹⁾ Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 415. 1839*.

und eines flachen Ankers fand Dub¹⁾ analog die Tragkräfte T bei den Intensitäten I :

I	52,4	70	105	140,6	176,3	212,6
T	11,4 Pfd.	14,5	24	34,3	53,6	68
$\frac{T}{I}$ const.	217	207	228	244	304	320

Es nehmen also die Tragkräfte etwas schneller zu, als die Intensitäten der magnetisirenden Ströme, indess doch nicht, wie man eigentlich erwarten sollte, proportional dem Quadrat der Intensitäten.

Bei Anwendung stärkerer Ströme nähert sich die Tragkraft sehr bald einem Maximum.

Auch Poggendorff²⁾ fand das gleiche Resultat. So betragen u. A. die relativen Tragkräfte T bei den Intensitäten I :

$I = 1$	2,375	5,07	7,378	10,350
$T = 1$	2,00	2,61	2,851	3,149

Bei geringen Stromstärken ist also auch hier der Anwachs der Tragkraft grösser, als bei grösseren.

Dasselbe Resultat fand auch Müller³⁾, indem er von einem mit seinen Schenkeln nach unten gekehrten Hufeisenelektromagnet einen Anker mit Gewichte abriess, welche auf eine an den Anker gehängte Waage gelegt wurden.

Bei Anwendung verschiedener Spiralen und Hufeisen I., II., III. von I. und IV., V., VI. von 6,5^{mm} Durchmesser, und Schenkeln I. und IV., II. und V., III. und VI. von 16,5, 8,5 und 5 Centimeter Länge, und Magne-
tisirung der Schenkel durch Spiralen von verschiedener Windungszahl
ab sich u. A. die Tragkraft T bei verschiedenen magnetisirenden Kräf-
ten k (Product aus Anzahl der Windungen mit der Stromintensität):

Hufeisen I.	$k = 22$	53	87	117
	$T = 71$	85	98	104
„ V.	$k = 30$	60	80	109
	$T = 32$	47	51	540

Aehnliche Versuche hat v. Waltenhofen⁴⁾ angestellt.

453

In einem Gestell ist ein Elektromagnet aufrecht aufgestellt, der aus einem fast halbkreisförmig gebogenen runden Eisenstab von 181^{mm} Länge, 2^{mm} Durchmesser und 116,39 Grm. Gewicht besteht, welchen 52 Windungen eines 2^{mm} dicken überspannenen Kupferdrathes umgeben. Ueber

¹⁾ Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXXVI, S. 553. 1852*; Elektromagn. S. 141*. —
²⁾ Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 148. 1852*. — ³⁾ J. Müller, Fortschritte
⁴⁾ Vergl. auch Oersted, Pogg. Ann. Bd. LXXV, S. 447 Anm. 1848*. —
Waltenhofen, Sitzungsber. d. Wiener Akad. Bd. LXI, II. Abthl. 12. Mai
1870*; Pogg. Ann. Bd. CXLII, S. 252. 1871*; Carl, Rep. Bd. VI, S. 308. 1870*.

demselben schwebt an einer Federwage ein ganz gleicher Elektromagnet. Die Federwage selbst hängt an einer Saite, die über eine Rolle und mittelst einer Kurbel mit Sperrhaken in die Höhe gehoben werden kann. Der Strom wurde nun zugleich durch die Spirale des beider Elektromagneten und auch durch die Windungen eines geraden Elektromagnetes von genau denselben Dimensionen, wie der erwähnten Elektromagnete geleitet, welcher in ostwestlicher Richtung von einer Busssole (mit Stahladel auf Achathüttchen) hin auf der Ostseite derselben lag in genau gleicher Entfernung. Die Spirale des Magnetes gleiche Spirale ohne Eisenkern, die in derselben Richtung, wie die Spirale des Magnetes, vom Strom umflossen und so die Wirkung der letzteren auf den Magnetcompensationsmagnet wurde auf diese Weise die Tragkraft T des stehenden Elektromagneten dem Moment des liegenden verglichen. Es wurden drei Versuche A. indem der Strom nur durch die Windungen des stehenden Elektromagneten geleitet wurde, B. indem er auch den aufgehängten Magnet in gleichem Sinn umfloss, C. indem letzterer durch einen geraden Elektromagnet, auf der unteren Seite halbcylindrisch abgerundeten Eisenstück von 133^{mm} Länge, 44^{mm} Breite, 10^{mm} Dicke und Gewicht ersetzt war. Es ergab sich, dass die Tragkräfte in allen Fällen ein Maximum schon bei Stromintensitäten erreichten, die der offene gerade Elektromagnet nur ungefähr die halbe Stärke halten hatte. Ein etwas schnelleres Anwachsen der Tragkraft mit der Stromintensität, konnte nur bei sehr schwachen Intensitäten, bei den Versuchen A. beobachtet werden. Die Tragkraft war dann etwa das 2,6fache des Gewichtes des Magnetes. Annähernd sich die Tragkräfte T der geschlossenen Magnete durch die Formel von Müller, in der m durch \sqrt{T} oder durch eine Formel $T = \frac{aJ}{b + k}$ wo J die Stromintensität, b , a Constante sind, darstellen durch jede andere, etwa einer Hyperbel sich anschliessende

Nach Robinson ¹⁾ soll sich entsprechend die Tragkraft durch folgende Formel

$$T = \frac{ak}{b + k}$$

ausdrücken lassen, wo k die magnetisirende Kraft (Product aus der Stromintensität und Zahl der Spiralwindungen), a und b Constanten sind.

Der Grund dieser schnellen Annäherung der Tragkräfte an ein Maximum mit wachsender magnetisirender Kraft ist dadurch begründet, dass der Magnetismus des Eisens dabei gleichfalls einem Maximum unterliegt. Dieses Maximum muss aber in einem in sich geschlossenen System, in welchem die Wirkung der Theilchen des Eisens auf einander

¹⁾ T. Romney Robinson, Trans. Irish. Acad. Vol. XXII, p. 1. 18: [2], p. 501. 1859; Inst. 1855, p. 344.

Einstellung befördert, viel schneller eintreten, als in einem nicht geschlossenen System, wie z. B. bei zwei mit den Enden aneinander gelegten Stäben. Das Maximum der Tragkraft wird daher bei wachsender magnetisirender Kraft bei hufeisenförmigen Elektromagneten viel schneller erreicht, als bei geraden.

Ist der Magnet von dem Anker durch einen Zwischenraum getrennt, tritt diese Sättigung nicht so schnell ein, der Magnetismus wächst schneller mit den magnetisirenden Kräften und die Anziehung ist innerhalb gewisser Grenzen proportional dem Quadrate der magnetisirenden Kräfte, namentlich bei Anwendung von dickeren Hufeisen. Nur bei stärkeren magnetisirenden Kräften beobachtet man eine Annäherung an das Maximum.

So waren bei den Intensitäten I die Anziehungen A der von Lenz und Jacobi benutzten Hufeisen (§. 452), als $\frac{1}{10}''$ dicke Holzscheiben zwischen gelegt wurden:

Nur das feste Hufeisen magnetisirt.

1,507	2,717	3,554	3,711	4,258
6,0	18,9	32,2	33,0	42,3
2,64	2,56	2,48	2,40	2,33

Bei stärkeren Strömen zeigt sich auch hier schon eine Annäherung des Maximum.

Dub¹⁾ hat bei Anwendung von dickeren Hufeisen das oben ausgeführte Gesetz innerhalb ziemlich weiter Grenzen bestätigt gefunden.

Die Magnete bestanden aus einem horizontalen, viereckigen Eisenstab, auf welchen in einer Entfernung von $\frac{1}{2}''$ Eisenstäbe vertical aufgeschraubt werden konnten. Der Anker, ein wohl abgedrehter, runder Eisenstab, trug genau in der Mitte zwischen den beiden Polen des Magnetes einen Haken, vermittelt dessen er an den §. 428 beschriebenen Abreissapparat angehängt wurde. Hierdurch wurde bewirkt, dass die beiden Enden des Ankers sich von beiden Polen wenigstens einigermaßen gleichzeitig trennten. Zwischen den Anker und die Magnetpole wurde ein Stück sehr starken und glatten Bristolpapiers gelegt.

Es ergab sich u. A. die Anziehung A :

1. Bei gleich bleibender Windungszahl der magnetisirenden Spiralen:

¹⁾ Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXXVI, S. 542. 1852*.

Verhältniss der Stromintensitäten.	Länge der Schenkel des Magnetes 6".			
	Dicke 2"	1 1/2"	1"	1/2"
	A	A	A	A
1	0,8 Pfund	0,72	0,4	0,18
2	3,4	2,8	1,4	0,75
3	8	6,4	3,7	1,7
4	13,2	11,3	6,8	3
5	20	17	10,4	4,3
6	31	24	15	5,8
7	41	34	20	6,4
8	53	45	26	7,6

Analoge Resultate gaben andere Beobachtungsreihen.

2. Bei verschiedener Anzahl der Windungen W . Schenkel des Hufeisens 6" lang, 1" dick. Die Anker waren Cylinder von gleichem Durchmesser wie die Schenkel des Magnetes:

	$I = 3$	4	6	8	12
$W = 312$	$A = 1$ Pfund	2	4,4	8,4	18
$W = 156$	$A = 0,24$	0,5	1,1	2,2	4,6

Ganz dasselbe Verhalten zeigte ein aus einem Stück Eisen gebogener Hufeisenelektromagnet.

Es verhalten sich also die Anziehungen wie das Quadrat der Stromintensität, multiplicirt mit dem Quadrat der Windungszahl.

455 Wenn in einem mit seinem Anker geschlossenen hufeisenförmigen Elektromagnet mit wachsender magnetisirender Kraft das magnetische Moment der einzelnen Theilchen in der Richtung der magnetisirenden Kraft sich schneller einem Maximum nähert, als bei einem nicht geschlossenen Magnet, so muss, falls nicht alle Theilchen gleiches Moment besitzen, und daher das Hufeisen freien Magnetismus nach aussen zeigt, auch dieser sich in dem geschlossenen Magnet schneller dem Maximum nähern, als in dem nicht geschlossenen. — Dies zeigt auch u. A. ein Versuch von Dub¹⁾, bei dem er nach der Methode von Koosen (§. 300) einen Strom durch eine Tangentenbussole und die Spirale eines 1 1/2" starken Hufeisenelektromagnetes leitete, und den letzteren in der Ostwestebene der Bussole näherte, bis die Nadel derselben auf Null stand. Wurde die Intensität des Stromes auf das Vierfache gesteigert, so wich die Nadel, als das Hufeisen ohne Anker verwendet wurde, nur um 3°, als mit dem Anker geschlossen benutzt wurde, um 10° aus. — Ein Hufeisen von 1" Dicke zeigte diese Annäherung an das Maximum nicht.

¹⁾ Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 440. 1853*.

Wegen dieser schnelleren Annäherung des Magnetismus der geschlossenen Magnete an das Maximum muss man bei der Untersuchung des Einflusses der Gestalt dieser Magnete auf ihr Verhalten stets nur schwache magnetisirende Kräfte oder dickere Magnete verwenden.

b. Einfluss der Lage der Magnetisirungsspiralen.

Da in einem geschlossenen Eisenkreise die gegenseitige Richtung 456 der magnetischen Moleküle unter einander viel vollständiger geschieht, als in einem an einer Stelle unterbrochenen, so wird die Vertheilung des Magnetismus in ersterem bei verschiedener Lage der magnetisirenden Spiralen sich an allen Stellen ziemlich gleich gestalten und so die zum Durchbrechen des geschlossenen Kreises an der einen oder anderen Stelle erforderliche Kraft weniger variiren. So haben schon dal Negro und auch Müller (l. c.) gefunden, dass die Lage der Magnetisirungsspiralen auf den Ankern des Elektromagnetes auf die Anziehung und Tragkraft desselben gegen seinen Anker nahezu ohne Einfluss ist ¹⁾.

Dasselbe zeigt auch indirect der folgende Versuch von Dove ²⁾. Umsetzt man die beiden Schenkel eines geöffneten Elektromagnetes mit sich viel Windungen von dickem Draht, durch welche man einen Strom leitet, und schiebt auf dieselben zwei gleiche Inductionsspiralen, welche gegengesetzt mit einander verbunden sind, so hebt sich beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes die Wirkung des in den Inductionsspiralen durch den Stromes auf ein Galvanometer völlig auf, wenn sie beide auf sich einander entsprechende Stellen der beiden Schenkel des Hufeisens geschoben sind. Sobald aber die eine mehr nach der Biegung desselben geschoben wird, überwiegt ihre Wirkung, da nun das magnetische Element der unter ihr liegenden Moleküle des Hufeisens grösser ist. Wird der Magnet als Anker auf einen zweiten starken Elektromagnet gesetzt, der diesen erregende Strom geöffnet und hierdurch in den Spiralen ein Strom inducirt, so ist die Lage derselben ohne Einfluss auf die Intensität des Inductionstromes.

Indess nimmt doch die Tragkraft und Anziehung der Hufeisenmagnete ein wenig zu, wenn die Magnetisirungsspirale den Polflächen angebracht wird.

So wurde von Dub ³⁾ die Anziehung A bei Zwischenlegung eines dicken Papier und die Tragkraft T gegen einen Anker an vier Hufeisenmagneten geprüft, als auf ihre Schenkel eine Anzahl kurzer, $1\frac{3}{4}$ " langer Spiralen mit je 56 Windungen geschoben, und nun der Strom durch die den Polflächen zunächst liegenden Spiralen oder auch zugleich durch sie und die benachbarten Spiralen in solcher Intensität geleitet wurde, dass

¹⁾ Auch Ritchie, Phil. Mag. [3] T. X, p. 57. 1837*. — ²⁾ Dove, Pogg. Ann. XLIII, S. 516. 1838*. — ³⁾ Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 446. 1853*; Elektromagn. 68. 302*.

stets das Product der Intensität I mit der jedesmaligen Zahl der Windungen W constant blieb. So fand sich:

Schenkel des Magnetes:	6" lang, 1" dick	6" l., 2" d.	12" l., 1" d.	12" l., 2" d.	12" l., 1" d.
$W=672$	$A = -$	$A = -$	$A = 1,8$	$A = 6,2$	$T = 7 Pf.$
336	2 Pfd.	6,2	2,2	6,4	8,8
224	2,3	7,1	2,4	7,2	10,2
112	2,7	7,8	2,7	8	14

Aehnliche Resultate ergaben sich, als auf die Schenkel von Hufeisenmagneten kurze Spiralen geschoben und auf immer kleinere Entfernungen e den Polen genähert wurden. So waren u. A. die Tragkräfte T und Anziehungen A :

1) bei einem Hufeisen mit 12" langen, 2" dicken Schenkeln. Spirale $3\frac{3}{4}$ " lang mit je 56 Windungen:

e	10"	8	6	4	5	$\frac{1}{2}$
T	13	13	14	14,5	15	16 Pfd.

2) bei einem Hufeisen mit 12" langen, 1" dicken Schenkeln. Spirale $3\frac{3}{4}$ " lang. Abstand des Ankers vom Magnet $\frac{1}{16}$ ".

e	$6\frac{1}{2}$	$4\frac{3}{4}$	3	$1\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$
A	0,84	0,87	1	1,08	1,12 Pfd.

c. Einfluss der Härte des Eisens und Stahls.

457 Die Tragkraft und Anziehung der Hufeisenmagnete von Stahl und weichem Eisen ist in manchen Beziehungen verschieden. Dies zeigen die folgenden Versuche von Poggendorff¹⁾. Er bestimmte die Tragkraft zweier Hufeisen von Eisen und Stahl von gleichen Dimensionen für einen Anker von weichem Eisen, sowohl während der magnetisirenden Stromwirkung (totale Tragkraft T), als auch nach Oeffnung desselben (remanente Tragkraft R), als auch nach Abreissen des Ankers und beim Wiedereinschließen desselben (die dem permanenten Magnetismus entsprechende permanente Tragkraft P), so ergab sich:

Stromintensität	Ungehärteter Stahl			Weiches Eisen		
	T	R	P	T	R	P
1	$.60\frac{1}{4}$ Unzen	$37\frac{1}{2}$	$35\frac{1}{2}$	$100\frac{1}{2}$	$57\frac{1}{2}$	8
3	129	83	$39\frac{1}{2}$	213	$93\frac{3}{4}$	8
6	233	$127\frac{1}{2}$	$45\frac{1}{2}$	326	$102\frac{1}{4}$	8
8	277	133	48	353	$110\frac{1}{4}$	8
9	301	133	48	357	$107\frac{1}{2}$	8

¹⁾ Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 153. 1852*.

Die totale Tragkraft des weichen Eisens ist also bei gleicher Stromdichtigkeit bedeutender als die des Stahls. — Analog verhält sich weiches kristallinisches und hartes brüchiges Eisen ¹⁾).

Dagegen ist die remanente Tragkraft nach Aufhebung des magnetisierenden Stromes beim ungehärteten Stahl grösser, als beim weichen Eisen. Sie wächst langsamer als die totale Tragkraft. Nach Abzug der permanenten Tragkraft bleibt indess für die remanente Tragkraft eine geringere Grösse beim ersteren übrig.

Dieses Resultat ist daraus erklärlich, dass bei der Einwirkung des magnetisierenden Stromes die leichter beweglichen Theile des Eisens viel stärker in ihre magnetischen Lagen gerichtet werden, als die des Stahls. Im Aufheben des magnetisierenden Stromes und auch beim Abreissen des Ankers kehren dagegen die magnetisch gerichteten Moleküle beim Stahl viel weniger in ihre ursprüngliche Gleichgewichtslage zurück als im Eisen; daher muss bei ersterem bei stärkeren Strömen die remanente Tragkraft grösser sein als bei letzterem.

Die remanente Tragkraft nach Abzug der permanenten ($R - P$) ist im Stahl kleiner als beim Eisen, da die gegenseitige Wechselwirkung magnetischen Theilchen des Stahls aus ihrer durch die ursprüngliche Magnetisirung ihnen ertheilten permanenten Lage viel weniger entfernen kann, als die leichter beweglichen Theilchen des Eisens.

d. Einfluss der Entfernung des Ankers vom Magnet.

Mit wachsender Entfernung des Ankers vom Magnet nimmt die Anziehung, sowohl der hufeisenförmigen Elektromagnete, wie der Stahlmagnete, sehr schnell ab. Nach Barral ²⁾ sollte diese Abnahme bei der Annäherung der Anker durch Elektromagnete nach dem Gesetze einer logarithmischen Curve stattfinden, so dass $A = \frac{B}{C + D^x}$ wäre, wo B, C, D Constante, x der Abstand von Anker und Magnet. Dieses Gesetz dürfte allgemein Gültigkeit haben.

Bei Stahlmagneten hat Cramer ³⁾ die Abnahme der Anziehung mit Entfernung bestimmt. Er riss je zwei Stahlmagnete I. und II. von 224 und 224 Loth Tragkraft von einander, sowie einen Anker von zwei Loth Tragkraft III. und IV. von 668 und 80 Loth Tragkraft mittelst einer Brückenwage ab, indem er verschiedene Zahlen von Papierblättern zwischen $\frac{1}{4}$ engl. Linie Dicke zwischenschaltete. Er fand u. A.:

¹⁾ Ritchie, Phil. Trans. 1833. Vol. II, p. 318*. — ²⁾ Barral, Compt. rend. Acad. Sci. Paris, t. 15, p. 757. 1847*. — ³⁾ Cramer, Pogg. Ann. Bd. LII, S. 298. 1841*.

Entfernung in Papierdicken	I.	II.	III.	IV.
1	44 Loth	148	475	32
3	16	84	267	14
5	8 $\frac{1}{2}$	54	184	8 $\frac{1}{2}$
7	5 $\frac{5}{8}$	40	130	5 $\frac{1}{4}$
9	4	31	103	3 $\frac{1}{4}$
11	3	25	84	2 $\frac{1}{2}$
13	2 $\frac{1}{2}$	20 $\frac{5}{8}$	70	1 $\frac{5}{8}$
15	2	18 $\frac{1}{8}$	60	1 $\frac{1}{8}$
21	—	13 $\frac{3}{8}$	39 $\frac{1}{4}$	—
23	—	12 $\frac{3}{8}$	35	—
46	—	6 $\frac{1}{2}$	13 $\frac{1}{2}$	—

439 Dabei ergibt sich ein bemerkenswerther Unterschied zwischen Verhalten von hufeisenförmigen Elektromagneten von Eisen und manenten Stahlmagneten.

Wenn dieselben nämlich so stark magnetisirt sind, dass sie Anker in einiger Entfernung gleich stark anziehen, so zeigen sie bei unmittelbarem Anlegen desselben eine sehr verschiedene Traglast ist die Tragkraft des Eisens viel bedeutender ¹⁾.

Einige Versuche von Dub ²⁾ beweisen dieses Verhalten. Ein hufeisenförmiger Elektromagnet, 17" lang, 1" dick, dessen Schenkel 5" von ander standen, wurde so stark erregt, dass seine Tragkraft gleich eines hufeisenförmigen Stahlmagneten war, und dann die Anziehung verschiedenen Entfernungen geprüft. Es ergab sich bei Vergleich des Elektromagneten mit zwei Stahlmagneten I. und II., die aus je Lamelle resp. von 11" Länge, $\frac{7}{8}$ " Breite, $\frac{1}{2}$ " Dicke (Abstand der Schenkel 3"), und von 20" Länge, 1 $\frac{1}{2}$ " Breite, $\frac{5}{8}$ " Dicke (Abstand der Schenkel 5") bestanden:

	Stahl- magnet I.	Elektro- magnet	Stahl- magnet II.	Elektro- magnet
Tragkraft	3,7	3,7	1,8	—
Anziehung bei Entfernung von einer Papierdicke	1	0,75	—	—
" zwei "	0,44	0,36	3,55	—
" vier "	—	—	1,95	—
" $\frac{1}{8}$ Zoll	—	—	0,25	—

Der Grund dieser Erscheinungen liegt nur darin, dass durch magnetische Rückwirkung des Ankers die Theilchen des Eisens viel

¹⁾ Ritchie, Phil. Trans. 1833. Vol. II, p. 318*; auch Joule, Phil. Mag. Vol. II, p. 308. 1851*. — ²⁾ Dub, Elektromagn. S. 382*; vergl. auch Rainey, Mag. Vol. IX, p. 72*.

in die magnetischen Lagen gezogen werden, als die schwerer beweglichen Theilehen des Stahls, und so die Anziehung bei ersterem mit der Annäherung des Ankers viel stärker zunimmt als bei letzterem.

e. Einfluss der Dicke der Hufeisenelektromagnete und Anker.

Dub¹⁾ hat hierüber verschiedene Versuche mit Elektromagneten angestellt, die aus einem parallelepipedischen Eisenstück bestehen, auf welches verschieden lange und dicke Eisenstäbe als Schenkel in verschiedenen Entfernungen von einander aufgesetzt werden. Bei denselben muss die Bodenplatte und der Anker denselben Querschnitt besitzen wie die Schenkel, da sich sonst die Vertheilung des Magnetismus für die verschiedenen Versuche ganz verschieden gestaltet.

Es ergab sich u. A. bei Anwendung von Strömen von gleicher Intensität bei Hufeisen mit 6" langen Schenkeln die Anziehung A in einem Abstände von etwa $\frac{1}{16}$ Zoll:

Dicke der Schenkel:	$\frac{1}{2}$ "	1"	$1\frac{1}{2}$ "	2"
Intensität = 176	$A = 0,45$ Pfd.	0,7	1,1	1,6
= 249	$A = 0,9$	1,4	2	3

Wurden an einen cylindrischen Eisenstab beiderseitig Eisenkugeln geschraubt, und wurde das so vorgerichtete System als Anker zweier Hufeisenelektromagnete von 12 Zoll Länge und von verschiedenem Durchmesser gebraucht, so ergab sich bei gleicher Stromintensität ohne zwischengelegtes Papier:

Durchmesser A	2"	1"
Tragkraft T	8,4 Pfd.	4,6

Bei Beseitigung störender Einflüsse ist also die Tragkraft und Anziehung der Hufeisenelektromagnete innerhalb gewisser Grenzen ihrem Durchmesser proportional²⁾.

Dieses Gesetz folgt auch aus dem §. 372 u. flgde. ausgesprochenen Resultat, dass das magnetische Moment offener Magnete innerhalb gewisser Grenzen der Quadratwurzel ihres Durchmessers entspricht. Die Tragkraft und Anziehung muss dann nach Abzug der störenden Einflüsse dem Quadrat dieses Werthes, d. i. dem Durchmesser selbst proportional sein.

Bei gleicher Zahl der Drahtwindungen soll ein Hufeisen von parallelepipedischem Querschnitt viel (18mal) weniger Tragkraft durch denselben Strom erhalten, als ein gleich langes und schweres, gleich gebogenes Hufeisen von kreisförmigem Querschnitt³⁾.

¹⁾ Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 442. 1853*; Elektromagnetismus, S. 232*. — ²⁾ nach Robinson, Irish Trans. Vol. XXIII [2], p. 501. 1859*. — ³⁾ Dal Negro, Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 471. 1888*.

f. Einfluss der Länge der Schenkel des Hufeisens.

461 Schon aus den §. 447 mitgetheilten Resultaten von Lenz und Jacobi würde sich ergeben, dass die Länge der Schenkel eines hufeisenförmigen Elektromagnetes auf seinen Magnetismus, also auch auf sein Anziehung und Tragkraft ohne Einfluss ist, wenn bei gleicher magnetisirender Kraft die Schenkel ihrer ganzen Länge nach mit den Magnetisirungsspiralen umgeben sind.

Dieser Satz wird durch Versuche von J. Müller, Nicklès und Da bestätigt.

So fand u. A. Müller bei seinen §. 452 citirten Versuchen:

Länge der Schenkel	16,5 Ctm.	8,5 Ctm.	5 Ctm.
Länge der Magnetisirungsspirale	14	6,8	3,4
Tragkraft bei gleicher magnetisirender Kraft	7100	7200	7400

Auch Nicklès ¹⁾ hat ähnliche Resultate erhalten. Zwei hufeisenförmige Elektromagnete I. und II. von 40 und 80 Centimeter Länge wurden mit denselben Magnetisirungsspiralen umgeben. Bei drei Intensitäten I der magnetisirenden Ströme war ihre Tragkraft T im Mittel:

$I = 4,33$	7,67	12,33
I. $T = 5200$ Grm.	7550 Grm.	10760 Grm.
II. $T = 5150$	7500	10795

Ebenso fand Dub ²⁾, als er verschiedenen lange Eisenstäbe als Schenkel auf ein Querstück von Eisen setzte und die Magnetisirungsspirale stets über deren ganze Länge ausbreitete, die Stromintensität aber so regulirte, dass die gesammte magnetisirende Kraft dieselbe blieb, die Anziehung A bei $\frac{1}{10}$ " Entfernung gegen einen Anker:

Länge der Schenkel	4"	6"	9"	12"
Schenkel 1" dick	$A = 2,2$ Pfd.	2,1	2,2	2,1
" 2" "	$A = -$	5,8	-	5,6

Da indess, wenn die Magnetisirungsspirale bei gleicher magnetisirender Kraft die kürzeren Schenkel eines Hufeisenmagnetes bedeckt, die gerade unter ihr befindlichen Theile des Eisens einer stärkeren Einwirkung unterliegen, als wenn dieselbe Spirale längere Schenkel bedeckt, erreicht in ersterem Falle der Magnetismus des Eisens in den Schenkeln schneller ein Maximum, und deshalb kann bei stärkeren magnetisirenden Kräften die Tragkraft und Anziehung der Elektromagnete mit längeren Schenkeln unter sonst gleichen Verhältnissen grösser erscheinen als bei den kürzeren.

¹⁾ Nicklès, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXVII, p. 402. 1853*. — ²⁾ Dub Pogg. Ann. Bd. XC, S. 453. 1853*.

Der nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes zurückbleibende remanente Magnetismus der Hufeisenelektromagnete nimmt nach Ritchie¹⁾ mit ihrer Länge zu. Während der Anker eines Hufeisens von $\frac{1}{2}$ Fuss Länge beim Oeffnen des Stromes sogleich abfiel, blieben dabei die Anker von Hufeisen von 1 und 4 Fuss Länge, welche während der Stromeswirkung etwa dieselbe Tragkraft besaßen, wie jenes, an denselben haften.

Ältere Versuche von dal Negro (§. 451) gaben kein einfaches Resultat, wohl wegen Mangel an einer gehörigen Beobachtungsmethode. — Ebenso sind die Resultate von Ritchie²⁾ wohl nicht ganz zuverlässig, nach denen die Tragkraft zweier gleich dicker Hufeisen, deren Länge mit aufgelegtem Anker 1 und 4 Fuss betrug, bei gleicher Drathumwicklung und Anwendung gleicher magnetisirender Ströme bei schwachen Strömen sich verhalten soll wie 2 : 1, also umgekehrt wie die Quadraturverhältnisse der Längen. Bei stärkeren Strömen sollte sich die Tragkraft des längeren Hufeisens dem des kürzeren nähern.

Auch andere Versuche von Joule³⁾, angestellt mit seinen §. 269 beschriebenen Elektromagneten, mit Hufeisenelektromagneten von kürzeren oder längeren, dickeren oder dünneren Eisenstäben und Dräthen, nach denen das Maximum der Tragkraft dem Quadratinhalt des kleinsten Querschnittes der Magnete entspricht, dürften dies Resultat wohl nicht mündig beweisen.

g. Einfluss des Abstandes der Schenkel oder Pole des Hufeisens.

Als Dub (L. c.) zwei verticale Eisenstäbe auf verschieden langen Quer- 462
böcken von Eisen (von $2\frac{1}{2}$ " bis $5\frac{1}{4}$ " Länge) befestigte, und von ihnen den Anker sowohl bei unmittelbarer Berührung, als bei Zwischenlegung eines $\frac{1}{8}$ " dicken Brettchens abriss, ergab sich, dass die Anziehung, wie die Tragkraft bei jeder beliebigen Entfernung, aber bei gleicher Länge der Schenkel dieselbe bleibt.

Indess gilt dieser Satz erst von einer gewissen Entfernung der Schenkel an. Schon dal Negro⁴⁾ beobachtete, dass, wenn die Schenkel einer Magnete weiter als 1 pariser Zoll von einander entfernt wurden, die Tragkraft etwa um $\frac{1}{10}$ zunahm. Dasselbe zeigen einige Versuche von Nicklès⁵⁾. Als derselbe auf eine Eisenstange zwei mit Kupferdrath umwundene Schenkel stellte, welche so gebogen waren, dass ihre Pole einander berühren konnten, und von denen der eine fest stand, der andere diesem festen Schenkel genähert werden konnte, ergab sich die

¹⁾ Ritchie l. c.; Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 464*. — ²⁾ Ritchie, Phil. Trans. 1833, Vol. II; Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 464 und Bd. XXXII, S. 534*. — ³⁾ Joule, Repton's Annals of Electr. Vol. V, p. 187 u. 471*. — ⁴⁾ Dal Negro l. c. §. 451. — ⁵⁾ Nicklès, Compt. rend. T. XXXIX, p. 635. 1854*; Electro-aimants. p. 95 u. figs.; Ann. de Chim. et Phys. [4], T. II, p. 230. 1864*.

Tragkraft bei vier verschiedenen Intensitäten I des magnetisirenden Stromes:

Abstand der Pole	$I_1 = 5$	$I_2 = 10$	$I_3 = 17$	$I_4 = 45$
0,05mm	5	10	22	52
0,25	8	14,5	23	55
0,45	10	16	25,5	58,5
1,20	9	18	27	65
2,20	7	18	27	66
2,80	5	18	27	66

Es ist klar, dass bei diesen Versuchen bei sehr grosser Nähe Schenkel die Vertheilung des Magnetismus in ihnen geändert wird freien Magnetismen von den Polflächen mehr nach den einander gegenüber stehenden Seiten des Schenkels sich hinwenden, und so die Richtung der Polflächen selbst gegen den aufgelegten Anker geringer. Bei etwas weiterer Entfernung der Schenkel nimmt die Tragkraft zu, noch weiterer, namentlich bei schwachen Strömen, aber wieder ab, von dem einen Pol auf die magnetischen Moleküle des Ankers ausgeübt. Die Wirkung sich dann weniger intensiv bis zum anderen Pol erstreckt, beide Pole ihre Wirkung gegenseitig an den Berührungstellen des Schenkels und Ankers nicht mehr bedeutend verstärken können.

h. Einfluss der Berührungsfläche.

463 Die gleichen Wirkungen, wie auf die Tragkraft und Anziehungsliniger Elektromagnete, übt auch die Veränderung der Berührung auf dieselben Verhältnisse bei hufeisenförmigen Elektromagneten und Stahlmagneten aus. Genauere Untersuchungen sind indess hierüber angestellt. Sie würden auch kaum zu allgemeineren Resultaten führen, da sich die Aenderung der Vertheilung der magnetischen Momente vollständig übersehen lässt. — Dass die Tragkraft mit Verkleinerung der Berührungsfläche bis zu einem gewissen Grade zunimmt, ist eine Erfahrung. Deshalb schärft man auch gewöhnlich die Fläche der Polflächen von Stahlmagneten gelegten Anker zu einer Kante zu und rundet sie ab (vgl. auch die Anm. zu §. 464).

i. Fernere empirische Sätze über die Tragkraft.

464 Die übrigen, in Betreff der Tragkraft der Elektromagnete aufgeführten Sätze dürften kaum eine allgemeinere Gültigkeit haben, wenn einzelne derselben auch einen gewissen praktischen Werth besitzen. — Stellen einige dieser Sätze hier zusammen. — Nach Barral¹⁾

¹⁾ Barral, Compt. rend. T. XXV, p. 757. 1847.

it dem Gewicht des Ankers die Tragkraft bis zu einem Maximum, welches erreicht wird, wenn Anker und Magnet gleich schwer sind. Eben dasselbe Verhältniss sollte sich ergeben, wenn bei gleichbleibendem Anker das Gewicht des Magnetes geändert wird.

Für die permanente Tragkraft p hufeisenförmiger Stahlmagnete hatte schon Daniel Bernoulli¹⁾ den Satz aufgestellt, dass dieselbe ihrer Oberfläche oder der Cubikwurzel der Quadrate ihrer Gewichte proportional ist.

Denselben Satz findet auch Häcker²⁾, wie bei geradlinigen Magneten und hufeisenförmigen Stahlmagneten von $\frac{1}{120}$ Loth bis zu 40 Pfund bestätigt, so dass deren Tragkraft

$$p = a \sqrt[3]{P^2}$$

ist, wenn P ihr Gewicht angiebt, a eine Constante ist.

Bei Häcker's Versuchen, bei welchen der Magnet fest aufgehängt war, so dass seine Polflächen nach unten gekehrt in einer Horizontalene lagen, betrug die Tragkraft der Magnete:

Gewicht . . .	$\frac{1}{120}$ Loth	$\frac{1}{16}$	$4\frac{1}{4}$ Pfd.	12	20	40
Tragkraft . .	$\frac{50}{32}$ Loth	7 Loth	32 Pfd.	65	100	150

Hiernach wäre für diese Magnete, wie bei den geradlinigen Magneten, im Mittel $\log a = 1,60$.

Der Werth a ändert sich nach der Stahlsorte, welche zu den Magneten gebraucht wird. Die Form der Magnete soll nicht viel Einfluss haben. — Beim Zusammenlegen von 5 Lamellen zu einem Magnet erb sich gleichfalls die Tragkraft des letzteren nach der obigen Formel, dass offenbar die Tragkraft nicht der Summe der Tragkräfte der einzelnen Lamellen entspricht.

Durch Annähern je zweier Stahlmagnete von gleicher Schenkelweite von 0,28 und 0,185 Pfund, sowie von 1,35 und 0,67 Pfund an eine Busse von entgegengesetzten Seiten, bis die Nadel derselben keine Ablenkung zeigte, fand Kulp³⁾, dass auch die freien Magnetismen der Magnete dem gleichen Verhältniss, wie die Tragkraft entsprechen. Indessen dürfte dies Resultat doch kaum allgemein gültig sein, da die Tragkraft

¹⁾ Daniel Bernoulli, Acta Helvetica. T. III, p. 233. 1758; vgl. Fr. Burckhardt, Pogg. Ann. Bd. CXXXVI, S. 634. 1869*. — ²⁾ Häcker, Pogg. Ann. Bd. LVII, 321. 1842*. — ³⁾ L. Kulp, Pogg. Ann. Bd. CXXXV, S. 148. 1868*. Nach einigen weiteren empirischen Sätzen von Kulp (Grunert's Archiv. Bd. LII, S. 448, Bd. LIII, 66. 1871*) soll u. A. die Maximaltragkraft von hufeisenförmigen Stahlmagneten grössten sein, wenn die Flächenbreite der Anker $\frac{1}{4}$ und $\frac{1}{6}$ der Breite der Pole betragt; bei den Breiten 1 und $\frac{3}{4}$ soll sie halb so gross, bei der Breite $\frac{1}{2}$ bei Anlegen der Kante etwa $\frac{2}{3}$ sein. — Ist ferner das Gewicht der Anker kleiner $\frac{2}{3}$ von dem der Lamelle, so nehmen die Tragkräfte mit dem Gewicht des Ankers ein Minimum der Tragkraft findet bei den Gewichten $\frac{1}{4}$ und 1, ein Maximum bei statt u. s. f. Alle diese und ähnliche Sätze, so auch die von du Moncel (Compt. rend. T. LXIX, p. 886. 1869*) aufgestellten können keine allgemeinere Bedeutung haben.

doch wohl annähernd eher dem Quadrat des freien Magnetismus entsprechen sollte; einen theoretischen Werth kann man ihm nicht zusprechen.

V. Verhalten der Radmagnete.

465 Die paracirculären Magnete fallen ganz in die Kategorie der geradlinigen Magnete, oder, wenn sie aus mehreren, auf dieselbe Axe geschobenen Scheiben bestehen, in die der Hufeisenmagnete.

Legt man an die verschiedenen Punkte der Ränder der Scheiben von circulären Magneten Eisenmassen, so zeigen sich einige leicht erklärlie Abweichungen. Besteht ein solcher Magnet aus zwei Eisenscheiben, die durch einen mit einer Spirale umgebenen Eisenstab verbunden sind, und legt man parallel dem Eisenstab seitlich an die Peripherie beider Scheiben einen Stab als Anker an, so wird nicht nur dieser getragen, sondern auch an anderen Stellen der Peripherie kann man andere Stäbe als Anker anlegen, die gleichfalls noch gehalten werden. Indess nimmt die gesammte Tragkraft nicht proportional der Zahl der Anker zu, sondern ist bei zwei Ankern etwa nur $1\frac{1}{2}$ mal so gross, wie bei einem.

Wendet man einen Radmagnet mit drei Scheiben an, so erhält man die grössere Tragkraft, wenn die beiden, zwischen den Scheiben befindlichen Magnetisirungsspiralen im gleichen Sinne von den Strömen durchflossen sind. Bei gleicher Eisenmasse und derselben magnetisirenden Kraft ist die Tragkraft indess bei Anwendung von nur zwei Scheiben grösser.

Bei einem solchen Magnet, dessen Scheiben:

- a. 0,09 Meter Durchmesser, 0,009 Meter Dicke und 450 Grm. Gew.
- b. 0,06 " " " " " " 195 " "
- c. 0,09 " " " " " " 900 " "

hatten, betragen die Tragkräfte gegen einen cylindrischen Stab bei gleichen Stromintensitäten I

	I_1	I_2	I_3	I_4
a.	6 Kilogr.	$8\frac{1}{2}$	9	9
b.	9	9	11	12 bis 13
c.	9 bis 10	13 bis 14	14	14 bis 15

Es wächst also die Tragkraft einmal mit der wachsenden Masse der Scheiben, sodann mit Verminderung ihres Durchmessers; im ersten Falle, weil die schwereren Magnete dem Anker eine grössere Berührungsfläche darbieten, im zweiten, weil sich die Magnetisirung auf weniger Punkte des Umfanges der Scheiben verbreitet, welche überdies dem magnetisirten Kerne näher liegen, so dass jedes einzelne Theilchen an der Peripherie der kleineren Scheiben stärker in die magnetische Lage gerichtet werden

Werden die Scheiben in der Nähe des Kerns bei unveränderter dünner gemacht, so vermindert sich dadurch ihre Tragkraft

Man legt man auf denselben Kern zwei verschiedene Scheiben und untersucht ihre Tragkraft einzeln, so zeigt die kleinere und dünnere Scheibe eine geringere Tragkraft, da bei dieser die einzelnen Punkte der Ränder magnetisirt sind.

Legt man die Scheiben verschieden weit von einander entfernt auf den denselben Magnetisirungsspirale umgebenen Eisenkern auf, so nimmt die Tragkraft mit ihrer Entfernung von einander erst ab, wie bei den gewöhnlichen Hufeisenmagneten. So ergab sich die Tragkraft u. A. bei zwei Scheiben von 9 Centimeter Durchmesser und 1 Millimeter Dicke, die in der Mitte auf 8 Millimeter Dicke ausgehöhlt eine 35 Millimeter dicke Axe aufgeschoben waren, bei zwei Inducionsströmen I und I_1 des die Spirale durchfliessenden Stromes ¹⁾:

Abstand der Ränder der Scheiben.	I	I_1
0	1	1½
Papierdicke	3	5
1 ^{mm}	5	10
2	9	12 bis 13
10	9	15
14	7	15

VI. Magnetische Reibung.

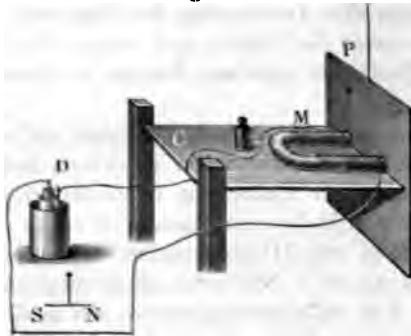
Die magnetische Anziehung eines Magnetes oder Elektromagnetes 466
in einem Anker bedingt, wenn man den Anker von dem Magnet seitlich ziehen will, dass die dazu erforderliche Kraft grösser ist, als die magnetisirende Kraft des Magnetes.

Weber ²⁾ hat diese „magnetische Reibung“ untersucht, indem er an einem Ende eines um eine horizontale Axe beweglichen Brettes einen hufeisenförmigen Elektromagnet M von 1170 Grm. Gewicht befestigte, der mit einem 8^m langen, 2,9^{mm} dicken Kupferdrath umwunden war, der an den Polen desselben eine Eisenplatte P als Anker an einem Stativ aufgehängt (Fig. 207 a. f. S.). Der Strom eines Daniell'schen Elementes D wurde durch einen horizontalen, in der Richtung des magnetischen Meridians liegenden Drath AB geleitet, über dem ein Magnet S stand, und dann durch die Drathwindungen des Elektromagnetes, der dieselbe zog dadurch die Platte P an. Das Brett C wurde mit

¹⁾ Poggendorff's Annalen, Electro-aimants p. 169*; Ann. de Chim. et Phys. [4], T. II, p. 235.
²⁾ W. Weber, Resultate des magnet. Vereins. 1840, S. 46*.

Gewichten belastet, bis es niedersank. Sodann wurde an das Brett bei dem Hufeisen ein Faden angeknüpft, dieser vertical zum einen

Fig. 207.



eines oberhalb befindlichen Wagebalkens geführt, um die am anderen Ende des selben hängende Schale einwiegend gelegt, welches das mit dem Hufeisen und der ihm stehenden Last gleich äquilibrirte. Dieses Gewicht ist ein Maass für die magnetische Reibung.

Bei einem Strom von solcher Stärke, dass ein langes Stück desselben in der Verticalebene liegt

Kreisbogen von 14,7^{mm} Halbmesser auf eine in seinem Mittelpunkt liegende Nadel dasselbe Drehungsmoment ausübt, wie die horizontale Komponente des Erdmagnetismus, betrug die durch die magnetische Reibung bedingte Tragkraft im Mittel 7240 Grm.

Die Grösse dieser magnetischen Reibung ist dadurch bedingt, dass die magnetische Anziehung auf den Anker und Magnet gewirkt, wie wenn der eine gegen den anderen durch ein grösseres Gewicht gedrückt würde. Die zum Abschieben erforderliche Kraft ist dann der Tragkraft proportional sein, wenn nicht zugleich der Reibungcoefficient geändert würde.

Barral¹⁾ glaubt dieses Letztere durch Versuche bewiesen zu haben, bei denen er den Anker eines 7,86 Kilogr. schweren Elektromagneten, dessen Polflächen horizontal standen, erst in verticaler (I), dann in gegen die Verticale um 41° 59' (II) und 63° 12' (III) geneigten, und in horizontaler Richtung (IV) abliess. Er bedurfte dazu folgende Gewichte:

Gewicht des Ankers.	I.	II.	III.	IV.
0,20	33 Kilogr.	16	14	—
2,82	183	110	79	61
6,78	267	144	113	103
9,25	295	—	—	131
15,00	235	138	138	80

Das Verhältniss der ad I. und IV. gefundenen Werthe beträgt 1:0,3. Da der Reibungcoefficient zwischen dem Elektromagnet und dem Anker vor der Magnetisirung 0,23 betrug, so sollte die Magnetisirung allein wie ein stärkerer Druck wirken, mit welchem Anker und Magnet

ander gepresst würden. Man müsste dann also annehmen, noch die Umlegung der magnetischen Moleküle des Ankers etc. bei ihrem Gleiten an einander eine besondere Arbeit er-

besonderem Interesse ist die magnetische Reibung der Rad- 467
 , wie sie zuerst von W. Weber (l. c.) untersucht wurde. Seine
 te, Fig. 208, bestanden aus einer Eisenscheibe von 147^{mm}
 ser und 58^{mm} Dicke mit aufgeworfenen Rändern. Um die zwi-
 208. schen diesen Rändern befindliche, 22^{mm} breite und



50^{mm} tiefe Rinne war überspannener Kupferdrath ge-
 wickelt. Seitlich war die eiserne Scheibe mit hölzernen,
 rinnenförmigen Fassungen versehen, in die gleichfalls
 Drathwindungen eingewunden waren. Das so gebildete
 Rad konnte sich um zwei metallene Zapfen drehen, welche
 mit den Enden der Drathwindungen und den Polen der
 verbunden wurden. Die Dräthe auf der Peripherie des Rades
 waren so angeschlossen, dass der Strom die beiden äusseren
 in gleicher, den in der Rinne in der entgegengesetzten
 Richtung durchfloss. Die aufgeworfenen Ränder des Rades
 sind dann auf ihrer ganzen Peripherie eine nord-, der
 andere südpol. — Als Weber einen solennoidalen Magnet
 statt des Hufeisenmagnetes auf dem Brett Fig. 207 be-
 nutzte, so dass seine beiden Ränder auf der vertical aufgehän-
 gten Eisenscheibe glitten, und bei der Bewegung des Brettes
 die Drehung des Rades beobachtet wurde, betrug die magne-
 tische Friction im Mittel 14000 Grm. bei Anwendung eines
 Stromes, der in einem in der Verticalen liegenden Kreis-
 bogen von 30,76^{mm} Länge und 30,76^{mm} Radius auf dem
 Centrum wie die horizontale Componente des Erdmagne-
 tismus wirkte. — Lag nur der eine Rand des Rades auf der
 Ankerplatte, so betrug die magnetische Reibung nur 2163
 Grm. — Die magnetische Reibung nimmt bei schwächeren
 Magnetisirungen mit dem Quadrat der Magnetisierungs-
 stärke zu.

Bestimmt man einen solchen Radmagnet auf einer eisernen
 Schiene ruhe, so bestimmt die Neigung der letzteren, bei der
 er hinunter zu rutschen beginnt, so kann man auch die rollende
 Reibung desselben bestimmen. Bei den Versuchen von Weber
 betrug der hemmende Einfluss der Magnetisirung nicht mehr,
 als durch die Vermehrung des Druckes, welchen die Unterlage
 durch die magnetische Anziehung erfuhr.

Abhängigkeit dieser magnetischen Reibung von der Geschwin- 468
 digkeit der Drehung hat Nicklès¹⁾ bestimmt, welcher namentlich die
 magnetische Reibung zu technischen Zwecken verwendet hat, wie dies

¹⁾ Nicklès, Brevet d'invention 9 août, 1850; Electro-aimants p. 200 et 248*.

auch schon von W. Weber vorgeschlagen wurde. Nicklès liess eine aus drei, auf einen Eisenstab aufgesetzten Eisenrädern bestehenden Radmagnet mittelst eines Triebwerkes durch Menschenkraft mit einer bestimmten Geschwindigkeit umdrehen. Zwischen den Scheiben des Radmagnetes befanden sich getrennt von demselben die Magnetisirungsspiralen. Gegen die Ränder des Radmagnetes lag eine eiserne, auf Lagern laufende Eisenwalze, welche bei der Drehung des Magnetes durch die magnetische Reibung mit um ihre Axe gedreht wurde. Durch einen mit verschiedenen Gewichten G belasteten Prony'schen Zaum wurde die Geschwindigkeit der Rotation der Eisenwalze auf ein Bestimmtes reducirt. Auf diese Weise fanden sich bei zwei Versuchsreihen die folgenden Gewichte G bei verschiedenen Anzahlen V der Umdrehungen des Radmagnetes pro Minute:

I.		II.	
V	G	V	G
60	7 Kilogr.	96	10
615	7	203	9
1810	5,5	810	8
1992	6	1600	7,1

Es wird hiernach die magnetische Reibung mit Zunahme der Drehungsgeschwindigkeit nur wenig kleiner; ein Beweis, dass sich die magnetische Vertheilung bei Berührung der verschiedenen Theile des Randes des Radmagnetes mit der als Anker dienenden, vorgelegten Walze in sehr kurzer Zeit vollständig herstellt.

Dasselbe zeigen einige andere Versuche, bei denen eine Eisenstange, deren eines Ende an einer horizontalen Axe befestigt war, in einem Abstand von 2^{mm} von oben her den Rändern der Scheiben des Radmagnetes parallel seiner Axe gegenübergestellt wurde. Eine am anderen Ende der Stange befestigte Schnur wurde über Rollen geleitet und am freien Ende mittelst einer Wagschale mit Gewichten belastet, bis dieselbe die Stange von dem in verschieden schnelle Rotation versetzten Radmagnet abrisst.

Wendet man statt der Radmagnete paracirculäre Magnete an, so nimmt die Anziehung mit der Drehungsgeschwindigkeit viel schneller ab, da hier eine längere Zeit vergeht, bis die neue Polarität sich herstellt.

VII. Magnetische Figuren.

Befindet sich ein längliches Eisentheilchen unter dem Einfluss eines oder mehrerer Magnetpole, so wird es magnetisch, indem seine Längsrichtung zugleich mit seiner magnetischen Axe zusammenfällt. Ist das Theilchen im Raum frei beweglich, so bewegt es sich zu dem Pol, durch welchen es stärker angezogen wird. Ist es um seinen Mittelpunkt dreh-

, so stellt es sich in einer bestimmten Lage ins Gleichgewicht. Eine feine Einstellung von Eiseitheilchen nimmt man wahr, wenn man den Magnet an oder die beiden Pole eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes oder eines Elektromagnetes, oder auch die eine Seitenfläche eines geraden Stahlmagnetes oder eines natürlichen Magnetsteines mit einem Papier oder einer Glastafel bedeckt und nun Eisenfeile darauf streut. Dieselben ordnen sich dann an einem Pol allein in radial divergirende Linien, bei Anwendung zweier Pole in bestimmte Curven, welche z. B. in Fig. 209 und 210 für einen geradlinigen Stahlmagnet und einen Hufeisenelektromagnet

Fig. 209.



mit kreisförmigen Polflächen abgebildet sind. Zunächst lagern sich die Eisenfeile nicht in der Mitte der Polflächen an, da daselbst der freie Magnetismus sehr gering ist, sondern hauptsächlich an den Rändern. An

Fig. 210.



Fig. 211.



den Rändern selbst richten sich die Feilspäne in divergirenden Strahlen nach oben, da die oberen Enden derselben alle eine gleiche und dem Pol des Magnetes gleichnamige Polarität erhalten. Jenseit der Ränder bleibt die Anwendung stärkerer Magnete ein von den Feilspänen entblösster Magnet an, da in der Nähe der Pole ihre Anziehung gegen die Feilspäne überwindet, und sie so zu den Polen hingezogen werden. Weiter entfernt von den Polen laufen die durch die Feilspänen gebildeten magnetischen Curven zusammen, indem die in gleichem Sinn durch beide Pole magnetisirten Eiseitheilchen zusammenfließen.

Sind dagegen die Pole des Magnetes gleichartig erregt, so stoßen sich in der Mitte zwischen beiden die im entgegengesetzten Sinne magnetisirten Eisentheilchen ab, und die magnetischen Curven divergiren, wie in Fig. 211.

Wie bei Anwendung zweier getrennter Pole, kann man auch bei Anwendung von Dreizackmagneten und vielschenkigen Magneten mit gleichnamigen und ungleichnamigen Polflächen und von Guillemin-Romershausen'schen Magneten diese magnetischen Figuren darstellen. Ihre Gestalt ergibt sich ohne Weiteres.

Will man die magnetischen Curven fixiren, so drückt man auf die Eisenfeile, welche sich auf einer auf die Magnetpole gelegten Glasplatte geordnet haben, ein mit Stärkekleister bestrichenes Papier. Dabei werden indess die an den Polen aufgerichteten Eisenfeile hinabgedrückt¹⁾. — Besser stellt man nach Nicklès die magnetischen Figuren auf Wachspapier dar und erhitzt sodann dasselbe von oben durch einen darüber gehaltenen heißen Deckel eines Schmelztiegels. Das Wachs zieht sich hierbei zwischen die Eisenfeile und befestigt sie nach dem Erkalten in ihrer Lage²⁾.

470 Die magnetischen Curven waren schon dem Lucrez bekannt. Später untersuchten sie la Hire, Musschenbroek, Bazin³⁾ und namentlich Lambert⁴⁾. Mit Ausnahme von Musschenbroek, der schon die Eisenfeile als kleine, von den Magnetpolen gerichtete Magnetnadeln betrachtete, nahm man meist in früheren Zeiten an, dass die magnetischen Curven ein Bild von der Verbreitung der magnetischen Wirkung der Pole des Magnetes nach aussen gäben, indem man diese Wirkung gewissermaßen als eine Emanation der magnetischen Kraft von den magnetischen Polen aus betrachtete.

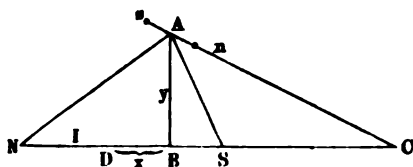
Nachdem es Lambert nicht gelungen war, bei der mangelnden Kenntniss des Gesetzes der Abnahme der magnetischen Anziehung mit der Entfernung die Gesetze der magnetischen Curven vollständig zu begründen, ist dies von Robinson, Playfair, Leslie⁵⁾ und namentlich Roget⁶⁾ geschehen.

Die Eigenschaften der magnetischen Curven entwickeln sich aus der Betrachtung, dass dieselben aus einzelnen, linearen Eisentheilchen bestehen, welche durch die Einwirkung der Magnetpole magnetisirt werden und sich durch die Anziehung der Pole um ihren fest bleibenden Schwerpunkt drehen und einstellen. Seien N und S , Fig. 212, die beiden Pole des Magnetes von der Länge $2l$, welche wir als Punkte annehmen wollen; A sei der Mittelpunkt eines der kleinen magnetisirten Eisentheilchen

¹⁾ De Haldat, *Mém. de l'Acad. de Nancy*. 1839, p. 43. — ²⁾ Kohn, *Diagn. Journ.* Bd. CXXIV, S. 466. 1852; Nicklès, *Electro-aimants* p. 46*. — ³⁾ Vgl. Gehler's Wörterbuch Bd. VI, 2, S. 817*. — ⁴⁾ Lambert, *Mém. de l'Acad. de Berlin*. 1767, p. 49. — ⁵⁾ Vgl. Gehler's Wörterbuch l. c. — ⁶⁾ Roget, *Journ. of the Royal Institution*. 1831. Nr. 2, p. 311.

2, dessen Länge 2λ sei. Ist das letztere sehr klein, so können wir die Pole desselben mit seinem Mittelpunkt A zusammenfallend denken.

Fig. 212.



Durch die Wirkung beider Pole drehe sich das Theilchen so, dass seine Axe ns mit seiner Verbindungslinie mit dem Magnetpol S den Winkel ASC mache. Die an den Polen von NS und ns angehäuften freien magnetischen Fluida seien m und μ . Die

kräfte, welche von den Polen N und S z. B. auf den Nordpol des Theilchens wirken, sind dann

$$\frac{m\mu}{AN^2} \text{ und } -\frac{m\mu}{AS^2}.$$

Soll das Theilchen ns in Ruhe sein, so müssen die durch diese kräfte auf dasselbe ausgeübten Drehungsmomente gleich sein, d. i.

$$2\lambda \frac{m\mu}{AN^2} \sin NAC = 2\lambda \frac{m\mu}{AS^2} \sin SAC$$

oder

$$\frac{\sin NAC}{AN^2} = \frac{\sin SAC}{AS^2}. \dots\dots\dots 1)$$

Nun ist

$$\sin NAC = \frac{NC \cdot \sin NCA}{AN}, \quad \sin SAC = \frac{SC \cdot \sin SCA}{AS},$$

so da $\angle SCA = NCA$,

$$\frac{NC}{AN^2} = \frac{SC}{AS^2}. \dots\dots\dots 2)$$

Denken wir uns eine Reihe von Theilchen ns , welche mit ihren Enden an einander liegen und alle durch die Wirkung der Magnetpole getrieben werden, so bilden sie zusammen eine magnetische Curve, und jedes Theilchen ns hat die Richtung ihrer Tangente. Es folgt also aus der Gleichung 2):

Legt man an irgend einen Punkt A einer magnetischen Curve eine Tangente, so schneidet sie die Verbindungslinie der Magnetpole in einem Punkt C , dessen Abstände NC und SC von den Magnetpolen sich wie die dritten Potenzen des Abstandes der Magnetpole von dem Punkt der magnetischen Curve verhalten.

Nehmen wir den Halbirungspunkt D von NS als Coordinatenanfangspunkt, bezeichnen die von A auf NS gefällte Ordinate der magnetischen Curve $AB = f(x)$ mit y und DB mit x , so ist

1) Vergl. auch A. H. Mechanics Magazine. Vol. XLV, p. 206; Fortschritte der Physik. 1846. S. 576*; Dienger, Grunert's Archiv. Bd. XII, S. 307. 1849.

$$BC \cdot \operatorname{tg} ACB = y, \text{ also } BC = -\frac{y}{\frac{dy}{dx}},$$

daher

$$NC = (l + x) - \frac{y}{\frac{dy}{dx}}, \quad SC = -\frac{y}{\frac{dy}{dx}} - (l - x),$$

$$AN = \sqrt{(l + x)^2 + y^2}, \quad AS = \sqrt{(l - x)^2 + y^2}.$$

Beim Einsetzen dieser Werthe in Gleichung 2) erhalten wir die dingungsgleichung für die magnetische Curve

$$\frac{y - (l + x) \frac{dy}{dx}}{\sqrt{(l + x)^2 + y^2}} - \frac{y + (l - x) \frac{dy}{dx}}{\sqrt{(l - x)^2 + y^2}} = 0,$$

deren Integral ist:

$$\frac{l + x}{\sqrt{(l + x)^2 + y^2}} + \frac{l - x}{\sqrt{(l - x)^2 + y^2}} = \text{Const.} \dots$$

Die beiden Summanden¹ auf der linken Seite sind aber die Cos der Winkel ANS und ASN . Werden diese Winkel mit α und β bezeichnet, so ist also

$$\cos \alpha + \cos \alpha_1 = \text{Const.}$$

die Gleichung der magnetischen Curve.

Es ist mithin die Summe der Cosinus der Winkel, welche die bindungslinien der Pole des Magnetes und der Punkte der magnetischen Curve mit der Axe des Magnetes machen, eine constante Grösse.

Derselben Bedingung entsprechen die Strömungscurven der Electricität zwischen kleinen kugelförmigen Elektroden im unendlichen Raume, welche Curven auf den Linien gleichen Potentials senkrecht stehen¹.

Nach diesem Satz lässt sich die magnetische Curve in folgender Weise construiren: Beschreibt man um die Magnetpole N und S je eine Kreise mit gleichem Radius, und errichtet auf der Magnetaxe NS in je zwei Punkten beider Kreise in je zwei Punkten schneidender sind die Durchschnittspunkte der zu diesen Punkten führenden Radien beider Kreise Punkte der magnetischen Curve, da die Summe der Cos der Winkel, welche die betreffenden Radien mit der Magnetaxe NS machen, constant dem Werthe NS gleich ist.

Sind die Pole N und S gleichnamig, so ändert sich nichts an der mathematischen Betrachtung. Der Punkt C würde dann zwischen den Pole N und S rücken, und so würden die Curven von den Polen aus vergiren.

Bei diesen Betrachtungen ist die Wechselwirkung der einzelnen

¹) Vgl. auch Zech, Zeitschr. f. Math. 1867. S. 277*.

inander folgenden magnetischen Eisentheilchen auf einander krsichtigt, welche die Gestalt der magnetischen Curve ein wewürde.

strument, vermittelt dessen man diese Curven zeichnen kann, get ¹⁾ angegeben worden.

nach obiger Rechnung bestimmte Einstellung eines magneti- 471
ntheilchens oder einer kleinen Magnetnadel unter Einfluss
(netpole ist von Munke ²⁾) nach einem Verfahren geprüft wor-
es im Princip zuerst von Lambert (l. c.) angegeben worden

Fig. 213.



ist. Auf der Mitte eines auf einem
horizontalen Brett verzeichneten
Kreises *KK*, Fig. 213, befand
sich eine an einem Coconfaden
in der Ebene des Meridians
schwebende Magnetnadel *ns*. Um
eine in der Verlängerung des
Aufhängfadens derselben lie-
gende Axe bewegte sich unter-
halb der Nadel auf dem Brett

von Holz *AB*, dessen Stellung auf der Kreistheilung *KK* ab-
de. Auf dem Lineal liess sich eine Kreisscheibe *C* verschie-
er ein Magnetstab *NS* in verschiedenen Lagen befestigt wer-
. Der Magnet *NS* wurde in je um 10 Grad gegen einander
agen auf die Scheibe *C* aufgelegt, und nun das die Scheibe
ineal so lange gedreht, bis die Nadel *ns* in der Ebene des
verblieb. Die Winkel zwischen der Magnetnadel *ns* und der
agnetes *NS* ergaben sich leicht aus der Stellung des Lineals
eistheilung und des Magnetes *NS* auf der Scheibe *C*. Nach
der Abstände der Pole *S* und *N* von der Mitte der Nadel
ch die Stellung von *NS* nahezu der oben entwickelten For-
chend.

usser einem Magnet noch der Erdmagnetismus auf eine
agnetnadel, so kann man ebenfalls magnetische Curven construi-
Tangenten jeweilen der Richtung der Axe jener Nadel ent-

orgfältige Zeichnungen dieser Curven hat Herger ³⁾ geliefert.

¹⁾ s Wörterb. Bd. VI, 2, S. 835*. — ²⁾ Munke, Gehler's Wörterb. Bd. VI,
- ³⁾ Herger, Die Systeme magnetischer Curven. Leipzig, 1844. Folio*.

Viertes Capitel.

Wechselbeziehungen zwischen dem Magnetismus und dem mechanischen Verhalten der Körper.

I. Einfluss der Erschütterungen auf den Magnetismus.

472 Zwischen dem magnetischen und mechanischen Verhalten der Körper bestehen die innigsten Beziehungen. So haben wir schon §. 303 erwähnt, dass die durch gleiche Kräfte erzeugte temporäre und permanente Magnetisirung des Eisens und Stahles von der Härte derselben abhängig ist. Durch die in §. 326 und folgende gegebene Theorie haben wir diese Abhängigkeit auf mechanische Bewegungen der magnetischen Moleküle des Eisens und Stahles zurückzuführen gesucht. Diese Anschauung wird noch viel wahrscheinlicher durch die Beobachtung, dass mechanische Einflüsse, welche die Gestalt oder Molekularanordnung eines Körpers ändern, auch seinen Magnetismus verändern können, umgekehrt aber auch die Magnetisirung für sich allein schon sichtbare Gestaltsveränderungen desselben hervorbringen kann. Diese letzteren Wirkungen sind sorgfältig von einfachen elektromagnetischen und magnetischen Anziehungserscheinungen zu sondern, durch welche äussere Einflüsse gleichfalls Gestaltsänderungen der magnetisirten Körper hervorgerufen werden, die zuweilen secundär zur Entstehung von Schwingungen und Tönen (siehe dieses Capitel) Veranlassung geben.

473 Zuerst wirken Erschütterungen in unbestimmter Richtung sowohl auf den Magnetismus eines unter dem Einflusse einer Magnetisirungsspirale oder anderer magnetisirender Kräfte temporär magnetisirenden, als auch eines nach Aufhebung derselben permanent magnetisirten Stabes.

Wird ein Eisen- oder Stahlstab erschüttert, während die magnetisirende Kraft auf ihn wirkt, z. B. während er in einer Magnetisirungsspirale

ch befindet, so wächst dabei sein temporärer Magnetismus und auch nach Aufhebung desselben zurückbleibende permanente Magnetismus.

So legte Gilbert¹⁾ Eisenstangen horizontal in die Richtung des magnetischen Meridians oder zog sie in dieser Richtung durch ein Ziehen oder schlug sie in der nordsüdlichen Lage. — Auch Scoresby²⁾ schlug Eisenstäbe, die er in der Richtung der Inclinationslage aufgestellt hatte. Mit der Zahl der Schläge nahm dabei die Magnetisirung, gemessen durch die Tragkraft gegen verschieden schwere Eisennägel oder die Ablenkung einer Magnetnadel zu. Kehrt man die auf diese Weise magnetisirten Stangen um, dass ihr oberes, durch das Schlagen südpolar wordenes Ende nach unten gekehrt ist, so kehrt sich bei wiederholtem Schlagen die Magnetisirung um.

Diese Veränderungen des temporären Momentes kann man nach Warburg³⁾ auch bei Longitudinalschwingungen der Magnetstäbe beobachten. Ein 1890^{mm} langer Eisendrath wurde in der Mitte fest eingeklemmt, mit einem harzigen Lederlappen gerieben und so in Longitudinalschwingungen (von 1300 in der Secunde) versetzt. Der Drath war auf der einen Hälfte mit einer Magnetisirungsspirale bedeckt, durch die ein den Drath magnetisirender Strom floss, auf der anderen befand sich am Knotenpunkt eine kurze Inductionsspirale, die mit einem Dynamometer verbunden war. Wurde der Stab gerieben, so zeigte das Dynamometer einen Ausschlag. Wurde die Inductionsspirale auf das freie Ende des Drathes zur Seite der Magnetisirungsspirale geschoben, so erhielt man hierbei keinen Ausschlag, so dass also nicht das Hin- und Hergleiten der Theile unter der Inductionsspirale, sondern die vorübergehende Aenderung der magnetischen Einstellung die Inductionsströme bedingt. Ein Galvanometer an Stelle des Dynamometers giebt keinen Ausschlag, da die Inductionen bei den Erschütterungen abwechselnd entgegengesetzte Drehungen erfahren.

Blüht man die Dräthe an der Knotenstelle aus, so zeigen sie die Inductionen noch deutlicher, da nach Matteucci (s. w. u.) der Zugmoment weicher Dräthe stärker ändert, als das Moment härterer.

Erschüttert man einen Magnetstab, nachdem die magnetisirende Kraft aufgehört hat zu wirken, so vermindert sich sein permanenter Magnetismus. Bei längerem Liegen nimmt ebenfalls, wahrscheinlich in Folge der stets dabei eintretenden Erschütterungen, das Moment permanent magnetisirter Stäbe ab. Werden dieselben zuerst auf das Maximum der permanenten Magnetisirung gebracht, sodann längere Zeit hingelegt, so neu magnetisirt, so wächst das nun zu erreichende Moment über das frühere Maximum hinaus⁴⁾. Diese Erscheinungen sind schon seit langer Zeit bekannt.

Gilbert, De magnete, 1600. — ²⁾ Scoresby, Phil. Trans. 1822, Vol. II, p. 100. — ³⁾ Warburg, Pogg. Ann. Bd. CXXXIX, S. 499. 1870*. — ⁴⁾ Frankenberger, Pogg. Ann. Bd. CXXIII, S. 77. 1864*.

Hat man einen Magnetstab durch einen galvanischen Stab magnetisirt und ihm sodann durch einen dem magnetisirenden Stab entgegengerichteten Strom seinen permanenten Magnetismus ganz völlig entzogen oder sogar denselben umgekehrt, so nimmt er in neuen Versuchen beim Erschüttern einen Theil seines früheren Magnetismus wieder an. Es ist also auf diese Weise möglich, einen galvanischen Magnetstab herzustellen, der durch Erschütterungen magnetisirt werden kann. Hierbei kann selbstverständlich der Stab senkrecht gegen den magnetischen Meridian gestellt und so dem Einflusse des Erdmagnetismus entzogen werden ¹⁾.

Nehmen wir an, dass die magnetischen Körper aus Molekülen bestehen, welche durch die magnetisirenden Kräfte galvanisirt werden, nach Aufhebung derselben aber wieder in ihre frühere Lage zurückzukehren streben, wobei sie indess jedesmal durch eine Aenderung der Molekularkräfte, etwa wie durch eine Reibung aneinander, in Bewegung werden, völlig den auf sie wirkenden Kräften zu folgen, so wird die Erschütterungen die Theilchen in Bewegung gesetzten Lage der Ruhe zwischen ihnen würde gewissermaassen in eine Lage der Bewegung verwandelt. Daher werden in allen Fällen die Theilchen den gerade auf sie wirkenden Kräften mehr folgen können, während der Erschütterung die magnetisirenden Kräfte, so dass der temporäre Magnetismus zu; wirken nur die die Molekularkräfte, welche die Gleichgewichtslage zurückführenden Molekularkräfte, so dass der permanente Magnetismus im entgegengesetzten Sinne. — Man merkt man hierbei Unregelmässigkeiten. Schlägt man z. B. einen Magnetstab, während er sich in einer Magnetisirungsspirale in einer Lage befindet, so nimmt freilich sein Magnetismus allmählich ein Maximum zu. Ist dieses aber erreicht, so bewirkt oft eine geringe Abnahme des Magnetismus, ein anderer wieder ein Maximum desselben, je nachdem die Moleküle einmal durch die Erschütterung in diese oder jene Lage gebracht werden und darin verharren. In dieser Beziehung der Magnetismus eines Magnets verhält sich wie die Gestaltsveränderung eines Körpers, z. B. seine Torsion, wenn er während oder nach Aufhebung der wirkenden Kräfte erschüttert wird. Im ersten Falle nimmt seine temporäre Torsion zu, im zweiten wird der Körper mehr oder weniger in seinen ursprünglichen Zustand zurückgeführt, den er vor dem Einflusse der Kräfte hatte. Seine Gestalt temporär und auch permanent geändert haben ²⁾.

475 Die Vermehrung des temporären und Verminderung des permanenten Magnetismus durch Erschütterungen beobachtet man auch die durch einen in ihrer Axe in einem isolirten Drath verlaufenden

¹⁾ G. Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. C, S. 241. 1857*. — ²⁾ Wiedemann, Ann. Bd. CVI, S. 199. 1859*.

ansversal magnetisirt sind. Es entsteht dann in der Röhre, deren Enden mit dem Galvanometer verbunden sind, bei dem Schlagen derselben ein Inductionsstrom, der anzeigt, dass die Molekularmagnete während des Durchfließens des Stromes durch die Erschütterungen noch mehr, als vorher, in ihre gegen die Axe der Röhre transversalen Lagen übergeführt werden und nach dem Öffnen des Stromes durch dieselben wiederum in ihre früheren, der Axe mehr zugeneigten unmagnetischen Lagen zurückkehren. Diese Erscheinungen nach dem Öffnen zeigen sich ebenso an dem vom Strom direct durchflossenen Eisendrath, der nach dem Öffnen des Stromes mit dem Galvanometer verbunden und dann geschlagen wird¹⁾.

Beziehungen zwischen Torsion und Magnetismus.

1. Einfluss der Torsion auf den Magnetismus.

Vollständiger, als bei diesen Versuchen, lassen sich die Beziehungen zwischen dem mechanischen und magnetischen Verhalten der Körper bei Torsion derselben untersuchen. — Zunächst ändert die Torsion eines magnetisirten Stabes seinen Magnetismus.

Ueber diesen Gegenstand sind zuerst einige Experimente von Matteucci, weitere Beobachtungen von Wertheim und ausführlichere Untersuchungen von mir angestellt worden.

Matteucci²⁾ hat den Einfluss der Torsion auf den Magnetismus eines Eisenstabes untersucht, indem er ihn in horizontaler Lage senkrecht gegen den magnetischen Meridian zwischen zwei Klemmen einbaute, von denen die eine auf einem Stativ festgestellt war, die andere eine horizontale Axe in einem Lager gedreht werden konnte. Der Eisenstab war mit einer Magnetisirungsspirale umgeben, durch die ein Strom geleitet wurde. Um den Stab wurde noch eine zweite Inductionsspirale gelegt, deren Enden mit dem Galvanometer verbunden waren. Bei den Hin- und Herdrillungen des Stabes änderte sich sein magnetisches Moment, und in der ihn umgebenden Inductionsspirale wurden inducirte Ströme inducirt, deren Richtung die Zu- oder Abnahme des Magnetismus des Magnetstabes angab.

In ganz ähnlicher Weise, nur mit vollkommeneren Hilfsmitteln, hat Wertheim³⁾ seine Versuche angestellt. Seine Stäbe waren etwa 1 Meter lang und hatten kreisförmige, quadratische und rechteckige Querschnitte mit einer über 1 Quadratcentimeter Flächeninhalt.

¹⁾ Villari, Nuovo limento T. XXVII, Maggio-Giugno 1868*, Pogg. Ann. Bd. CXXXVII, 569. 1869*. — ²⁾ Matteucci, Compt. rend. T. XXIV, p. 301. 1847*. — ³⁾ Wertheim, Compt. rend. T. XXXV, p. 702. 1852*; Ann. de chim. et de phys. [3] L., p. 385. 1857*; vergl. auch eine Andeutung von Chorou, Compt. rend. T. XX, 456. 1845*.

550 Einfluss der Torsion auf den temporären Magnetismus

Auch E. Becquerel (siehe Wertheim l. c.) hat ähnliche Experimente angestellt.

477 Ich selbst habe die Beobachtungen in folgender, mehr directer Weise ausgeführt:

Flache Stahlstäbe von 227 Millimeter Länge, 2 Millimeter Dicks und 7,2 Millimeter Breite wurden durch Einschieben in eine vom galvanischen Strome durchflossene Spirale verschieden stark magnetisirt. Sie wurden sodann mit dem einen Ende in eine an einem Stativ befestigte Zwinge von Messing eingeschraubt. Eine zweite Zwinge von Messing diente zur Befestigung des anderen Endes der Stäbe. Diese zweite Zwinge setzte sich in einen Cylinder von Messing fort, der in einem, an dem Stativ des Apparates angebrachten Lager lief und in demselben vermittelst eines Hebels um seine Axe gedreht werden konnte. Der Hebel konnte durch eine Klemmschraube in verschiedenen Lagen festgestellt werden. Der Cylinder trug ausserdem einen Theilkreis, der sich an einem feststehenden Zeiger vorbeibewegte. An letzterem konnte mithin die Drehung abgelesen werden, die man dem Cylinder oder dem zwischen ihm und der festen Zwinge eingeschraubten Stahlstabe ertheilt hatte. Der ganze Apparat war so vor einem in einer dicken Kupferhülse schwimmenden magnetischen Stahlspiegel aufgestellt, dass die feste Zwinge ihm zunächst in einer Entfernung von etwa einem halben Meter gegenüber stand, und die Axe des Stahlstabes senkrecht gegen den magnetischen Meridian gerichtet war. Die durch Fernrohr und Scala gemessenen Ablenkungen des Spiegels bestimmten das magnetische Moment der Stahlstäbe bei verschiedenen Graden der Drehung in dem beschriebenen Apparate.

Die geringe, nach Aufhebung der tordirenden Kraft zurückbleibende permanente Torsion der Stäbe wurde bei diesen Versuchen nicht besonders berücksichtigt¹⁾.

478 Wir wollen zuerst das Verhalten magnetisirter Stäbe betrachten, deren temporäre Torsion so gering ist, dass sie nach Aufhebung der tordirenden Kräfte nur eine sehr kleine permanente Torsion behalten.

Wird ein Eisen- oder Stahlstab zu wiederholten Malen hin und her tordirt, während er sich in der Magnetisirungsspirale befindet, so nimmt sein temporärer Magnetismus zuerst zu. Daher ermittelten Wertheim und Matteucci in der die magnetisirende Spirale umgebenden Inductionsspirale bei den ersten Torsionen stärkere Ströme, als bei den folgenden, und zwar in gleicher Richtung, wie der bei den ersten Magnetisirung des Stabes erzeugte Inductionsstrom. Bei wiederholten Hin- und Herdrillungen schloss Matteucci aus der abwechselnden Richtung der Inductionsströme auf eine abwechselnde Zu- und Abnahme des temporären Momentes des Stabes. Durch Wertheim's Ver-

¹⁾ G. Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 563. 1858*; Bd. CVI, S. 161. 1859*. Verhandlungen der Basler Naturf. Gesellschaft Bd. II, S. 169. 1860*.

suche ist indess gezeigt worden, dass nach wiederholten Drillungen die temporär magnetisirten Stäbe einen constanten Zustand erhalten, in welchem sie ohne Torsion stets das gleiche Maximum des Magnetismus, bei gleichen Torsionen nach rechts oder links aber gleich starke Verminderungen dieses Maximums zeigen. — Beim Stahl sind diese Aenderungen viel schwächer als beim Eisen. Harte Eisen- und weiche Stahlstäbe stehen in ihrem Verhalten in der Mitte zwischen den weichen Eisen- und harten Stahlstäben.

So fand unter Anderem Wertheim die Inductionsströme bei aufeinander folgenden Torsionen:

Weiches Eisen.					Stahl.				
Drehungswinkel.	Drehung rechts.	Detorsion.	Drehung links.	Detorsion.	Drehungswinkel.	Drehung rechts.	Detorsion.	Drehung links.	Detorsion.
10	> + 90	+ 90	- 3	+ 90	8°30	+ 90	> + 90	+ 80	+ 62
	- 10	+ 80	- 25	+ 72		+ 80	+ 48	+ 40	+ 19
	- 41	+ 65	- 51	+ 59		+ 32	+ 25	+ 16	+ 7
	- 53	+ 54	- 53	+ 55		+ 10	+ 2	+ 12	0
						+ 6	0	+ 2	+ 1
						2	0	0	0
							0	0	0

Die Zahlenwerthe geben die Ablenkungen der Nadel des von den Inductionsströmen durchflossenen Galvanometers nach der einen (+) oder andern (-) Seite.

Aus meinen Versuchen ergibt sich ferner:

Tordirt man einen Stahlstab, während er dem Einflusse des magnetischen Stromes ausgesetzt ist, zum ersten Male immer stärker, so ist bei schwacher Torsion der temporäre Magnetismus und nimmt bei starker Torsion wieder ab.

Das Verhalten eines permanent magnetisirten Stabes, welcher bei Aufhebung der magnetisirenden Kraft tordirt wird, ist von dem temporär magnetisirten Stäbe verschieden. 479

So beobachtete Matteucci, dass bei wiederholten Hin- und Herbewegungen das permanente magnetische Moment der Stäbe schnell abnimmt.

Als Wertheim verschiedene solche Stäbe von 1 Meter Länge in einem Apparate nach Unterbrechung des Stromes in der Magnetisierungsrichtung bewegte, so fand er, dass die Ablenkung der Nadel

Drillungsspirale um gleich viel nach rechts und links drillte, erhielt er Inductionströme von folgenden Intensitäten:

Eisen.					Stahl.			
Torsionswinkel.	Drehung rechts.		Drehung links.		Torsionswinkel.	Drehung rechts.		Drehung links.
	Torsion.	Detorsion.	Torsion.	Detorsion.		Torsion.	Detorsion.	
7°10	> -90	-35	-75	+ 2	8°30	> -90	-80	> -90
	-58	+ 14	-45	+ 18		-67	-28	-35
	-33	+ 22	-25	+ 24		-51	-20	-18
	-26	+ 24	-25	+ 25		-14	0	-11
14°20	-59	+ 38	-50	+ 44	0	0	0	
	-52	+ 47	-51	+ 48				

Bei meinen, nach der §. 477 beschriebenen Methode angeführten Versuchen erhielt ich folgende Ablenkungen m des magnetisirten Spiegels, als ein vor demselben aufgestellter, verschieden stark permanent magnetisierter, harter Stahlstab um eine bestimmte Anzahl Grade seitlich nach rechts (+) und links (-) gedreht wurde:

Drehung	m	α	m	α	m	α	m
0	42,2	—	56	—	95,2	—	156,8
+ 20	39	0,924	51,5	0,919	88,6	0,930	150
+ 40	36	0,922	48,5	0,941	84,8	0,957	143,2
+ 60	33,8	0,939	46	0,949	81,2	0,958	138,5
0	33,2	—	45,5	—	80,3	—	136,5
- 60	29	—	41,3	—	74	—	126,5
0	29	—	42	—	75	—	128,5

Der Werth α entspricht dem Quotienten der aufeinander folgenden Magnetismen m .

Wurde der magnetisirte Stab wiederholt auf + 60 und - 60 gedreht, so waren seine Magnetismen hierbei

0	+ 60	0	- 60	0	+ 60	0
128	123,6	123,8	120,2	122	120,5	121

Bei anderen Versuchen erhielt ein Stahlstab durch Einschleifen

Die Magnetisirungsspirale den permanenten Magnetismus 496,4. Derselbe verminderte sich durch eine Anzahl von Hin- und Herdrillungen des Stabes um 30° nach rechts und links wie folgt:

Zahl der Drillungen	0	10	20	30	40	50	60	80	100	120
Magnetismus	496,4	68,2	60,2	59	57,7	57,5	56,8	55,9	54,9	54,5

Es änderte sich also der Magnetismus des Stabes bei den weiteren Drillungen nur noch sehr wenig. Wurde jetzt der Stab je um 30° nach rechts und links gedreht, so ergab sich sein Magnetismus in diesen beiden Lagen (r , l) und der Gleichgewichtslage (0), die er ohne tordirende Kraft annahm:

Drillung	r	0	l	0	r	0	l	0	r	0
Magnetismus	59,4	57,1	53	54,4	59,4	57,2	53	54,5	59,4	57,1

Aus diesen und anderen von mir ausgeführten Versuchen ergibt sich:

I. Die permanenten Magnetismen der Stahlstäbe nehmen bei der Torsion und zwar in einem mit wachsender Drehung abnehmenden Verhältniss. Die Abnahmen des Magnetismus sind bei gleicher Drillung den ursprünglichen Magnetismen der Stahlstäbe nahe proportional, indess bei den stärker magnetisirten Stäben etwas geringer, als dieses Gesetz verlangt. Wird ein gedrillter Stab wieder in seine Gleichgewichtslage zurückgeführt, so erleidet er noch einen ferneren kleinen Verlust an Magnetismus.

Eine wiederholte Drillung nach derselben Seite vermindert den Magnetismus des Stahlstabes noch ganz allmählich. Wird der Stab indess nach der entgegengesetzten Seite gedrillt, so tritt von Neuem eine starke Verminderung des Magnetismus ein, die indess nicht in gleichem Verhältniss mit der wachsenden Drillung fortschreitet.

II. Wird ein magnetisirter Stahlstab so oft hin und her tordirt, dass sein permanenter Magnetismus nicht mehr verändert, wenn der Stab jedesmal in seine Gleichgewichtslage zurückgekehrt ist, so bewirkt jede Torsion nach der einen Seite eine Zunahme, jede Torsion nach der andern Seite eine Abnahme des Magnetismus. Der Magnetismus des Stabes, wenn er nicht tordirt ist, steht in der Mitte der Magnetismen bei beiderseitigen Torsionen: er ist indess grösser als das Mittel jener beiden Werthe, wenn der Stab von der Torsion, wo er das Maximum des Magnetismus zeigt, zur Ruhelage zurückkehrt, kleiner als das Mittel bei der Rückkehr von der entgegengesetzten Drillung. — Statt der wiederholten Torsionen kann man auch Erschütterungen anwenden, um den Stab diesem constanten Zustande zuzuführen. Dieselben müssen indess zuerst kräftig und lange anhaltend gewirkt haben, damit der Magnetismus des Stabes nicht noch dauernd bei jeder Torsion nach beiden Seiten hin vermindert wird.

Dass Wertheim nach wiederholten Torsionen und Detorsionen eines Stahlstabes nach beiden Seiten keine Inductionströme, also keine Aenderung seines Magnetismus beobachtete, liegt in der geringeren Empfindlichkeit seiner Apparate.

Bei einem Eisenstab stellt sich das Verhältniss ein wenig anders. Bei diesem sind die Aenderungen des Magnetismus, wenn er nach wiederholten, abwechselnd gerichteten Torsionen aus der Gleichgewichtslage wiederum nach der einen oder anderen Seite um gleichviel gedreht und dann in die Gleichgewichtslage zurückgeführt wird, nahezu gleich, was die Gleichheit der Inductionströme dabei anzeigt.

481 Sehr eigenthümlich ist das Verhalten von Stahlstäben, die zuerst eine starke Magnetisirung erhalten haben und dann durch einen entgegengesetzt magnetisirenden, galvanischen Strom zum Theil entmagnetisirt worden sind. Einige der in dieser Beziehung von mir erhaltenen Resultate sind in der folgenden Tabelle verzeichnet, in welcher unter M der ursprüngliche Magnetismus, unter m der Magnetismus der Stahlstäbe nach der theilweisen Entmagnetisirung unter 10° , 20° u. s. f. die Magnetismen bei den entsprechenden Drillungen des Stabes angegeben sind.

Ungehärteter Stahlstab.							
M	m	$\bullet 10^\circ$	20°	30°	40°	50°	60°
205	174	154	137	126	118	111	109
209	91	92,5	89,7	84,3	80,2	78	76
185	71,1	73,6	72,5	69,5	66,3	64,6	63,5
190	51,5	57	59,5	58	57,5	57,0	56,5
180	37,5	41,8	45,6	46,8	47	46,8	46,5
185	29	34,5	39,5	42	42,6	43,5	43,5
180	5	14,5	20,8	23,2	25,6	28,2	29
180,5	1	1,8	14	18	21,6	22,3	—

III. Hiernach verliert ein Magnetstab, dem ein geringer Theil seines Magnetismus durch eine der ersten entgegengesetzte Magnetisirung entzogen worden ist, bei geringer Drehung viel weniger Magnetismus, als ein gewöhnlich magnetisirt Stahlstab. Ein Stahlstab, dem eine grössere Menge von Magnetismus entzogen ist, zeigt bei der Drillung zuerst einen stärkeren Magnetismus, als umgedreht. Dieser Magnetismus wächst bei weiterer Drillung bis zu einem Maximum und nimmt dann wieder ab. Je grösser die Menge des dem Magnetstab entzogenen Magnetismus ist, desto grösser muss die Drillung sein, bis das Maximum erreicht ist. Ist der Stab z. B. völlig entmagnetisirt, so nimmt er bei der Drillung wieder Magnetismus an, und dieser wächst mit zunehmender Drillung, indess in einem abnehmenden Verhältnisse.

Viel complicirter stellen sich die Erscheinungen, wenn man einem Eisen- und Stahlstab vor oder während der Magnetisirung eine bedeutendere permanente Torsion giebt und ihn dann entweder während der Einwirkung oder nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes tordirt. Diese Verhältnisse hat Wertheim (l. c.) besonders studirt.

Wir betrachten sie zuerst bei temporär magnetisirten Stäben. Giebt man einem Eisenstabe eine permanente Torsion vor der Schliessung des magnetisirenden Stromes, magnetisirt ihn sodann temporär, indem man die Anordnung der Theilchen durch Erschütterungen erleichtert, und tordirt ihn, so zeigt sich eine Zunahme des Magnetismus, bis er völlig tordirt ist. Das Maximum der temporären Magnetisirung fällt also mit der mechanischen Nulllage des Stabes zusammen. Giebt man aber dem Eisenstabe eine permanente Torsion, während der magnetisirende Strom auf ihn wirkt, und lässt nun den Stab sich detordiren, so zeigt er das Maximum des Magnetismus, während er noch nicht völlig bis zu seiner mechanischen Gleichgewichtslage detordirt ist. Bei der Detorsion bis zur letzten letzteren nimmt sein Magnetismus wieder ab. Beim weichen Eisen bedarf es hierbei einer sehr bedeutenden Torsion, um das magnetische Maximum aus der mechanischen Gleichgewichtslage zu verschieben, bei harten Eisenstäben einer viel geringeren Torsion.

Wertheim bezeichnet diese Erscheinung mit dem Namen der Rotation des magnetischen Maximums. Derselbe hat dieses Maximum genauer bestimmt, indem er den temporär magnetisirten und tordirten Stab mehr oder weniger detordirte und dabei beobachtete, bis zu welcher Detorsion der in der umgebenden Inductionsspirale erscheinende Strom in dem bestimmten Sinne floss und sich dann bei weiterer Detorsion umkehrte. Würden die durch gleiche Drillungen auf beiden Seiten des Maximums bewirkten Zunahmen oder Abnahmen des magnetischen Momentes des Stabes gleich sein, so würde das Maximum bei der Hälfte der Detorsion erreicht sein, bei der gerade kein Inductionsstrom sich zeigt. Indess ist diese Annahme nicht ganz richtig, da bei der Detorsion bis zum magnetischen Maximum verhältnissmässig schwächere Inductionsströme entstehen, als bei gleich grossen Drillungen über dasselbe hinaus.

Das Verhalten der permanent magnetisirten Stäbe ist ein ähnliches. Oeffnet man den Strom, welcher einen stark tordirten Stab magnetisirt hat, ehe man den Stab detordirt, so zeigt sich das Maximum des permanenten Magnetismus erst bei einer bestimmten Detorsion.

Dieselbe muss um so kleiner sein, um das Maximum zu erreichen, je weicher das angewandte Eisen ist.

Die Verschiebung des Maximums des permanenten Magnetismus verhält sich beim weichen Eisen und Stahl gerade entgegengesetzt, wie beim Maximum des temporären Magnetismus. Während die Verschiebung des Maximums des temporären Magnetismus aus der mechanischen

Gleichgewichtslage der Stäbe, die sie nach Aufhebung der tordirenden Kräfte annehmen, beim weichen Eisen viel kleiner ist, als beim harten Eisen und Stahl, ist die Verschiebung des Maximums des permanenten Magnetismus aus jener Gleichgewichtslage beim Stahl viel kleiner als beim Eisen.

484 Matteucci¹⁾ hat die durch die Torsion in magnetisirten Stäben erzeugten Aenderungen ihres Magnetismus noch auf eine andere Art untersucht. Die Stäbe waren, wie bei den §. 476 beschriebenen Versuchen in ostwestlicher Richtung zwischen einer festen und einer drehbaren Klemme eingespannt. Ihre Enden waren mit den Enden des Drahtes eines Galvanometers verbunden. Um die Stäbe war eine Magnetisirungsspirale gelegt. Die Intensität des Stromes in derselben wurde durch eine Sinusbussole gemessen.

Wird der Stab während der Wirkung des magnetisirenden Stromes geschlagen und dann tordirt, so entsteht ein Strom in dem Stab selbst. Wird der Stab schraubenrechts gedreht, so fließt der Strom im Stabe von dem Südpol zum Nordpol. Bei entgegengesetzter Torsion fließt der Strom in entgegengesetzter Richtung. Bei der Detorsion bilden sich Ströme, welche den bei den Torsionen erhaltenen entgegengerichtet sind. Erst nach drei bis vier Hin- und Herdrillungen werden die Ströme constant.

Tordirt man den Stab zuerst, magnetisirt ihn sodann und detordirt ihn nachher, so erhält man die gleichen Resultate.

Werden harte Stahlstäbe tordirt und detordirt, nachdem der magnetisirende Strom aufgehoben ist, so erhält man Ströme, welche den bei der Torsion temporär magnetisirter Stäbe erhaltenen gerade entgegengerichtet sind, nachdem durch die ersten Torsionen der Magnetismus der Stäbe zum Theil verschwunden ist.

Die Intensitäten der Inductionsströme, welche bei den ersten Torsionen von Stäben von 60 bis 80 Centimeter Länge und 4 bis 9 Millimeter Durchmesser innerhalb der ersten 20° entstehen, sollen den Torsionswinkeln proportional sein.

Hat man einen Stab so weit (um T^0) temporär tordirt, dass er bei Aufheben der tordirenden Kraft eine permanente Torsion von t^0 behält, so soll der Inductionsstrom, der die völlige Detorsion des Stabes begleitet, ebenso stark sein, wie der bei der temporären Torsion $T - t^0$ haltene.

Ein Stab, sei er tordirt oder nicht, giebt bei der Magnetisirung keinen Inductionsstrom. Wird aber der Stab erst magnetisirt, dann tordirt, wird dann der magnetisirende Strom aufgehoben und der Stab detordirt, so erhält man bei der neuen Magnetisirung einen Inductionsstrom in dem

¹⁾ Matteucci, Ann. de chim. et de phys. [3] T. LIII, p. 385. 1858^e.

Wenn der Stab vor dem Aufheben des magnetisirenden Stromes tordirt, so ist der nach der Unterbrechung desselben bei neuer Magnetisirung erhaltene Strom viel schwächer. Diese Inductionsströme entstehen nur bei der ersten Torsion.

Nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes nehmen die durch wiederholte Torsionen des Stabes erzeugten Inductionsströme sehr schnell an Intensität ab.

Werden die Stäbe vor dem Magnetisiren tordirt, darauf magnetisirt und wiederum tordirt, so ändert sich nichts an der Erscheinung.

Ausser diesem Einfluss der Torsion auf Stäbe, deren magnetische Axe mit ihrer Längsrichtung zusammenfällt, kann man auch einen solchen nachweisen an Eisenstäben, durch welche man einen Strom in der Richtung ihrer Axe geleitet hat. Dies habe ich durch folgende Versuche gezeigt¹⁾:

Eisendräthe von etwa 0,5 Meter Länge und 2 Millimeter Dicke wurden zwischen den Klemmen des §. 477 beschriebenen Torsionsapparates eingeklemmt; sodann wurde ein galvanischer Strom durch dieselben geleitet. Die Dräthe waren in dem Apparate in horizontaler Lage in der Westrichtung dem magnetisirten Stahlspiegel eines Spiegelgalvanometers gegenüber aufgestellt und die Stromesleitung so hergestellt, dass der Spiegel ohne Weiteres keine Ablenkung aus seiner Lage erfuhr. Nun wurde der Drath tordirt, sei es während des Hindurchleitens des Stromes oder nach dem Oeffnen desselben. Dabei ergab sich:

Tordirt man einen Eisendrath während oder nach dem Hindurchleiten eines galvanischen Stromes, so wird er magnetisch.

Wird der Drath schraubenrechts tordirt, so entsteht an der Eintrittsstelle des hindurchgeleiteten Stromes ein Südpol, im umgekehrten Falle ein Nordpol. Wird der Drath tordirt, während der Strom hindurchfließt, so wechselt die Polarität bei jeder Hin- und Herdrehung; wird er nach der Oeffnung des hindurchgeleiteten Stromes hin und her tordirt, so nimmt die bei der ersten Torsion entstandene Magnetisirung sehr schnell ab.

Dieser Versuch lässt sich sehr deutlich schon unter Anwendung einer gewöhnlichen, auf einem Achathütchen schwebenden Magnetnadel zeigen, wenn man einen Eisendrath von 1 Millimeter Dicke und 30 bis 40 Centimeter Länge in verticaler Lage zwischen den Klemmen des Torsionsapparates einspannt, die Magnetnadel neben das eine oder andere Ende desselben stellt, einen Strom durch den Drath leitet und ihn nun hin und her drillt. Je nach der Richtung der Torsion und Stromesrichtung an dem Drath neigt sich der eine oder andere Pol der Nadel zu dem benachbarten Ende des Eisendrathes hin.

¹⁾ G. Wiedemann, Monatsber. der Berl. Acad. 29. Nov. 1860*.

486 Dieses Auftreten der Magnetisirung beim Tordiren von Eisendrathen, durch die ein Strom geleitet wird oder geleitet worden ist, kann auch zur Entstehung von Inductionsströmen Veranlassung geben¹⁾.

In dem §. 477 beschriebenen Torsionsapparat war ein wohl ausgeglühter Eisendrath von 1,3^{mm} Durchmesser und 400^{mm} Länge ausgespannt. Der Drath war mit einer Spirale von Kupferdrath umgeben, deren Enden mit dem etwa 3^m von dem Torsionsapparat entfernten Multiplicator eines Spiegelgalvanometers verbunden waren. Es wurde ein galvanischer Strom von einem Bunsen'schen Element durch den Eisendrath geleitet und derselbe durch Drehen der drehbaren Klemme tordirt. Die Ablenkung des Spiegels des Galvanometers zeigte dabei die Bildung eines Inductionsstromes an. Nach dem Auftreten desselben stellte sich der Spiegel in seine frühere Ruhelage ein, zum Beweise, dass die Ablenkung desselben nicht durch die Magnetisirung des tordirten Eisendrathes direct hervorgerufen sein konnte.

Durchfließt der durch den Eisendrath geleitete Strom denselben in der Richtung von der drehbaren zur festen Klemme, so hat der bei der Torsion des Drathes erzeugte Inductionsstrom in den Windungen der Spirale die gleiche Richtung, wie die ist, in welcher die Drehung der drehbaren Klemme, also die Torsion des Drathes erfolgt ist, gleichviel ob dieselbe in dem einen oder anderen Sinne stattgefunden hat. Beim Detordiren des Drathes zeigt sich ein entgegengesetzt gerichteter Inductionsstrom. Wird die Richtung des durch den Drath hindurchgeleiteten Stromes umgekehrt, so wechselt damit auch die Richtung der durch die Torsion und Detorsion desselben erzeugten Inductionsströme.

Auch wenn nach dem Oeffnen des hindurchgeleiteten Stromes der Drath tordirt und detordirt wird, treten in der umgebenden Spirale Inductionsströme auf, welche die gleiche Richtung haben, wie die Inductionsströme beim Tordiren des Drathes während des Hindurchleitens des Stromes.

487 Es wurde ferner ein ausgeglühter Eisendrath, wie vorhin, in den Torsionsapparat eingeschraubt, und durch denselben ein galvanischer Strom geleitet. Nach dem Oeffnen des letzteren wurde die feste und die drehbare Klemme, zwischen denen der Drath ausgespannt war, mit dem Multiplicator des Spiegelgalvanometers verbunden. Wurde jetzt der Drath in dem einen oder anderen Sinne tordirt, so zeigte die Ablenkung des Magnetspiegels wiederum das Auftreten von Inductionsströmen an. Die Richtung dieser Ströme ist stets die gleiche, wie die Richtung des vorher durch den Drath hindurchgeleiteten Stromes, mag nun die Torsion in dem einen oder anderen Sinne erfolgen. Es tritt also gewissermaassen der Strom, welcher durch den Drath geleitet worden war, beim Tordiren

¹⁾ G. Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. CXXIX, S. 616. 1867*.

selben wieder hervor. Wurde sodann der Drath detordirt, so zeigte sich ein neuer Inductionsstrom von entgegengesetzter Richtung¹⁾.

Da man auch schon vor dem Tordiren bei diesen Versuchen durch einfaches Schlagen einen Inductionsstrom erhalten kann, indem die Erschütterung die Moleküle veranlasst, stärker dem Zug der jedesmal wirkenden Kräfte zu folgen, so addirt sich diese Erschütterungswirkung zu den ersten Torsionen zu der eigentlichen Wirkung der Torsion auf die Drehung der Moleküle und die durch sie erzeugten Inductionsströme. Die Erklärungen, welche ich von den in diesem Abschnitt behandelten Erscheinungen zu geben versucht habe, siehe im dritten Abschnitt dieses Capitels.

2. Einfluss der Magnetisirung auf die Torsion.

Wie die Torsion den Magnetismus eines Eisenstabes ändern kann, ändert sich auch durch die Magnetisirung die Torsion eines gedrillten Eisenstabes. Die Versuche über diesen Gegenstand sind von mir in folgender Weise angestellt worden²⁾:

Eine Spirale von 130 Windungen von Kupferdrath von 13,5 Millimeter Weite und 560 Millimeter Länge wurde vertical aufgestellt, und ihrer Axe ein ausgeglühter Eisendrath von 0,8 Millimeter Dicke und 100 Millimeter Länge an einer Messingklemme aufgehängt. Dieser Drath wurde unten in eine zweite messingene Klemme eingeschraubt. Letztere Klemme endete unterhalb in ein cylindrisches, 10 Millimeter dickes Stück, welches eine Messingröhre aufgeschoben werden konnte, die daselbst mittelst eines hindurchgesteckten Drathstiftes festgehalten wurde.

Die Messingröhre trug unterhalb ein cylindrisches Messinggefäß von 50 Millimeter Höhe und 55 Millimeter Durchmesser, welches mit Bleisüßigkeiten gefüllt wurde. Auf dem Deckel dieses Gefäßes war ein der Mitte concentrischer, getheilter Kreis befestigt, an dem ein seitlich angebrachter, feststehender Zeiger die Drehung des Gefäßes aus der Gleichgewichtslage angab. Ausserdem war auf die das Gefäß tragende Röhre eine Hülse, gleichfalls von Messing, aufgeschoben. Auf dieser Hülse war ein Spiegel befestigt, in welchem man mittelst eines Fernrohrs eine, um 1 Meter weit vom Spiegel entfernte, in Millimeter getheilte Scala ablesen konnte. An dieser wurden die kleineren Drehungen des Messinggefäßes abgelesen. Ein Grad der Drehung des letzteren entspricht ungefähr 33 Theilstrichen der Scala.

Durch die Drathspirale, welche den aufgehängten Eisendrath umgab, wurde ein Strom einer galvanischen Säule von 1 bis 6 Daniell'schen

¹⁾ Ueber ähnliche Versuche, deren Resultate sich den beim Tordiren von magnetischen Dräthen von mir beobachteten anschliessen, vgl. auch Villari, l. c. §. 475. — Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 571. 1858*; Bd. CVI, S. 161. 1859*; Ber. Verhandl. Bd. II, S. 169. 1860*.

oder Grove'schen Elementen geleitet, und zugleich zur Messung der Intensität des Stromes eine Tangentenbussole in den Schliessungskreis eingeschaltet. Es wurde zuerst das am Drath hängende Messinggefäß mit Bleigewichten beschwert, so dass die ganze Last 1103 Grammen betrug. War der Drath ungedrillt, so bewirkte der Strom der Säule nur eine 1 bis 2 Theilstriche betragende Verschiebung der Scala im Spiegel. Bei Drathstücken, die aus demselben Drathende geschnitten waren, war diese Drehung stets nach derselben Seite gerichtet, mochte der galvanische Strom den Drath in der einen oder anderen Richtung umkreisen.

Nun wurde der Eisendrath gedrillt und die permanente Torsion, die er nach völliger Beendigung seiner Torsionsschwingungen eine Ruhelage angenommen hatte, an dem Kreise abgelesen, welcher auf das am Drath hängende Messinggefäß aufgelegt war. Es wurde die Scala in dem eben daselbst befestigten Spiegel beobachtet und der Strom wiederum geschlossen; sogleich wich der Spiegel bedeutend aus der Ruhelage ab und nahm nach einiger Zeit eine zweite Ruhelage ein. Die Ablenkung des Spiegels zeigt, dass der Drath sich durch Einwirkung des ihn magnetisirenden Stromes zum Theil detordirt hat.

Die Richtung des Stromes ist hierbei gleichgültig.

Wird der Strom geöffnet, so dreht sich der Spiegel ein wenig (etwa um 1 bis $1\frac{1}{2}$ Theilstriche der Scala) wieder gegen seine frühere Lage hin, der Drath dreht sich also wieder zusammen. Ein neues Schließen des Stromes dreht ihn wieder in die frühere Stellung auf, und beim Öffnen dieses Stromes geht er in die Lage zurück, die er vor der Schliessung desselben hatte. Wenn man zur richtigen Zeit den Strom öffnet und schliesst, kann man auf diese Weise den Drath in lebhaften Torsionsschwingungen versetzen, oder, wenn man die Öffnungen und Schliessungen in den entgegengesetzten Momenten vornimmt, den Drath aus demselben allmählich zur Ruhe bringen.

Verschiebung des Drathes aus der Axe der Spirale an die verschiedenen Seiten derselben verändert die Erscheinung nicht.

Der stärkere oder schwächere Zug, den der Erdmagnetismus auf den magnetisirten Drath ausübt, kann auch keinen Einfluss haben, da bei jeder Richtung des Stromes, mag also am unteren Ende des Drathes ein Nordpol oder ein Südpol erzeugt werden, die Wirkung dieselbe ist.

Man könnte endlich glauben, dass durch die Anziehung der Spirale gegen die unter ihr liegenden Theile des Drathes der Zug des ihn spannenden Gewichtes vermindert würde und dadurch die Aufdrehung des Drathes erfolgte. Um diesen Einfluss zu untersuchen, wurde unten an das die Bleigewichte tragende Messinggefäß an einem Seidenfaden eine Wagschale angehängt und diese mit einem Gewichte von 50 Grammen belastet. Wurde der Drath gedrillt, während die Schale mit dem Gewichte (zusammen 65 Grammen wiegend) daran hing, und dann durch Abbrennen des Seidenfadens dieselbe plötzlich entfernt, so änderte sich die Stellung des am Drath hängenden Spiegels durchaus nicht; ebenso

ederte sie sich, als der Drath gedrillt wurde und erst nach der die an ihm hängenden Gewichte um 65 Grammen vermehrt

Andere Versuche bewiesen, dass die elektrodynamische Anzie-Spirale dem Zuge der Schwerkraft auf den weniger als 5 Gram-
genden Drath allein schon das Gleichgewicht nicht halten konnte,
also auch dieser Grund die Entdrilling des Drathes nicht ver-

beschriebenen Erscheinungen zeigen sich auch an anderen Eisen-
von 0,2 bis 4,5 Millimeter Durchmesser.

singdräthe von resp. 0,4 und 1,5 Millimeter Durchmesser, mögen
llt sein oder nicht, werden durch die Einwirkung des Stromes
ändert.

Es detordiren sich also die gedrillten Eisendräthe bei
magnetisirung.

ig ungedrillte Eisendräthe scheinen nicht durch den Strom ver-
t werden, da die schwachen Wirkungen, die bei denselben beob-
urden, von der Stromesrichtung unabhängig sind, und wohl auf
; einer kleinen, bei allen Dräthen vorhandenen Torsion zu
id.

über die Gesetzmässigkeit dieser Erscheinung Aufschluss zu er- 489
urden Dräthe verschieden stark gedrillt, und verschiedene Ströme
herumgeleitet. Die folgende Tabelle enthält einige der hierbei
n Resultate. In derselben giebt D den am Kreise abgelesenen
n, um den der Drath gedrillt ist, J die Intensität des herum-
Stromes, E die Anzahl der Theilstriche, um welche sich die
der im Spiegel beobachteten Scala durch die jedesmalige Mag-
g des Drathes geändert hat.

Eisendrath 1,2 Millimeter dick.

	$D = 43^\circ$		$D = 125^\circ$		$D = 218^\circ$	
	J	E	J	E	J	E
23°	4,9	5,8	5,8	4,7	5,8	4,6
	10,8	16,3	16,3	10	15,3	9,4
	12,8	34,4	34,4	12	34,8	12,1
	13,5	57,2	53,2	13,1	53,2	12,6

Nach diesen und anderen Versuchen nimmt die Entdrilling
he mit dem Wachsen der Intensität der magnetisirenden Ströme
mendem Verhältniss zu und erreicht bald ein Maximum.
ei geringen Drillungen und bei gleichen Intensitäten der Ströme
ieselbe bei verschieden dicken Dräthen. Bei stärkeren Drillun-
nt sie indess, namentlich bei dünneren Dräthen, allmählich ab.
id hiervon ist wahrscheinlich, dass bei stärkerer Drillung die
der Dräthe sich allmählich vermindert. Deshalb ist auch bei
mann, Galvanismus. II.

Stahlröhren die Detorsion durch die Magnetisirung kleiner, als bei Eisendröhren.

Viel dünnere Dräthe, als die angewandten, sind für messende Versuche nicht gut geeignet, da sie sehr langsam aus ihren Torsionsschwingungen zur Ruhe kommen. Sehr viel dickere Dräthe liessen sich in dem angewandten Apparat nicht leicht genügend stark drillen.

Es wurde ferner ein 1,2 Millimeter dicker Eisendrath mit verschiedenen Gewichten belastet und zwar in der unten angegebenen Reihenfolge. Jedesmal wurde er sodann um einige Grade gedreht, und die Entdrilling E durch Ströme von zwei verschiedenen Intensitäten J beobachtet. Dabei ergab sich:

Belastende Gew.	851 Gr.	549,3 Gr.	1102,9 Gr.	110,9 Gr.
$J = 8,7$	$E = 5,6$	5,8	5,7	5,4
$J_1 = 34,5$	$E = 9,8$	10	10,2	10

III. Es ist also die Detorsion von dem den Drath spannenden Gewichte unabhängig.

Bei anderen Versuchen wurde ein 0,8 Millimeter dicker, wohl ausgeglühter Eisendrath gedreht und durch einen starken Strom entdrillt; der Spiegel, der zuerst im Fernrohr den Theilstrich 0 der Scala zeigte, war dadurch auf 14,2 gegangen. Beim Oeffnen des Stromes ging der Spiegel auf 13,8; derselbe Strom brachte ihn wieder auf 14,2; wurde aber der entgegengesetzte Strom angewandt, so ging er auf 11,7 und nun durch den ersten Strom zurück auf 14,2.

Noch eigenthümlicher wird das Verhalten, wenn man nach einander schwache entgegengesetzte Ströme auf einen gedrehten Eisendrath wirken lässt, wie dies z. B. die folgende Tabelle ergibt.

1. Drath I. 0,8 Millimeter dick, gedreht auf 303° .

Intensität	+7	0	+7	0	-7	0	+7	0	-7	0
Entdrehung	6,4	4,7	6,4	4,7	13,8	12,1	10,6	10,4	13,5	12,6

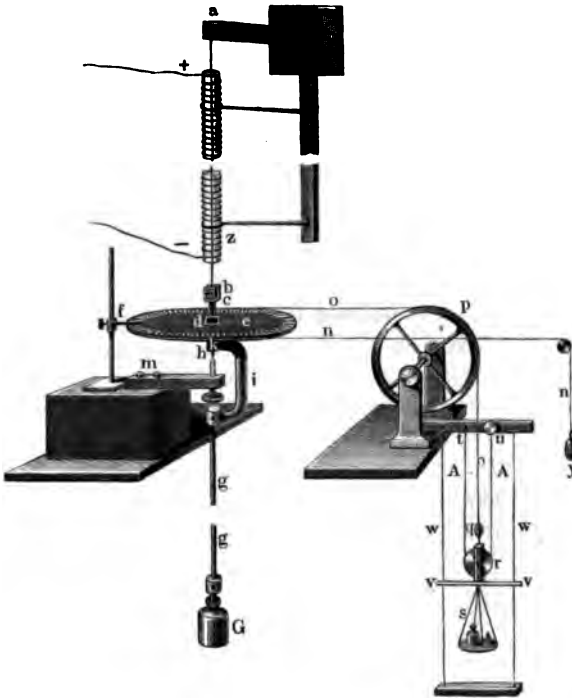
2. Drath II. 0,8 Millimeter dick, gedreht auf 530° .

Intensität	-7,8	0	+7,8	0	-7,8	0	+7,8	-7,8
Entdrehung	5,5	5,2	14	13,7	10,3	9,8	13,5	10,3

IV. Lässt man also auf einen gedrehten Drath einen schwachen Strom wirken, der ihn theilweise aufdreht, so wird bei wiederholter Einwirkung desselben Stromes die Detorsion nicht vermehrt. Ein Strom von derselben Intensität, aber von entgegengesetzter Richtung detorirt den Drath weiter. Ist durch den zuletzt angewandten Strom der Drath so weit entdrillt, als dies durch Magnetisirung geschehen kann, so bewirkt jetzt ein diesem entgegengesetzter Strom wieder eine Zurückdrehung, ein darauf folgender gleich gerichteter eine Aufdrehung.

wurde ferner untersucht, welchen Einfluss die Magnetisirung auf die Torsion ausübt, die zuerst eine permanente Torsion erhalten haben, sodann durch eine entgegengesetzte Drehung ein Theil ihrer Torsion abgenommen worden ist. Zu diesem Zwecke wurde ein ausgebeugter Eisendrath von 1,4 Millimeter Durchmesser und 517 Millimeter Länge zwischen die Klemmen *a* und *b* des Apparates, Fig. 214, geschraubt

Fig. 214.



In dieser Lage mit einer Glasröhre *z* umgeben, auf welche eine Spirale von Kupferdrath gewickelt war. Durch diese Spirale konnte ein Strom geleitet werden, dessen Intensität *J* an einer Tangente abgelesen wurde. An der unteren Klemme war ein kleiner Ring *d* befestigt, durch den man die Drillung des Drathes beobachten konnte. Ausserdem trug dieselbe eine horizontale Kreisscheibe *c*, in dem Bügel *i* und dem daran befestigten, etwa 80^{cm} langen Stabe *g* das den Drath spannende Gewicht *G* (6 Kilogr.) trug. Unterhalb der Axe der Kreisscheibe angebrachte feine Stahlspitze *h* in dem Peripherie der Scheibe war eine Schnur *n* geschlungen, deren anderes Ende *q* oder *y* über das verticale Rad *p* geführt

war. An dasselbe konnte ein kleiner, eine Rolle r tragender B gehängt werden, der unterhalb mit einer Wageschale und Gewicht lastet wurde, welche den Drath tordirten. Die verticalen Dräthe der an der Wageschale befestigte horizontale Stab v dienen dazu hungen der Rolle r zu vermeiden; die Schnur A , welche bei t be war und um die die Wageschale s tragende Rolle r ging, konnte den Knopf u ganz langsam gesenkt und gehoben werden, so da Last s ohne Stoss auf den Drath z einwirken konnte.

Der Drath wurde vor jedem Versuch durch eine an das E der Schnur no gehängte Last von 70 Grammen tordirt. Nach Auf dieser Last behielt er eine permanente Torsion von etwa 3° . S wurde statt des Endes q das Ende y der Schnur über das Rad p die Rolle r mit der Wageschale an dieses Ende gehängt und der durch die auf die Schale s gelegte Last L detordirt. In der folg Tabelle ist die hierbei beobachtete Abnahme der permanenten I mit A bezeichnet und in Minuten angegeben.

Bei der Einwirkung der galvanischen Ströme von der Intens änderte sich die Torsion des Drathes um die Minutenzahl m , weld dem Zeichen $+$ oder $-$ bezeichnet ist, je nachdem sich die Torsio mehrte oder verminderte.

$L=0$ Grm.		$L=15$ Grm.		$L=25$ Grm.		$L=26$ Grm.		$L=40$	
$A=0$ Min.		$A=16,7$ Min.		$A=26,8$ Min.		$A=27,6$ Min.		$A=45,$	
J	m	J	m	J	m	J	m	J	
32	-14,7	137	-6,2	25	+0,9	18	+0,9	17,5	
145	-16,3	-137	-8,6	29,5	+1,8	22	+1,5	25	
-145	-14,8	+137	-8,5	40,5	+1,5	33	+1,8	42,5	
+145	-16,3	-137	-8,6	55,4	+1,1	65	+1,5	62,5	
				72,6	+0,9	148	+1,1	143	
				90	+0,7	-148	+0,2	-143	
				148	+0,4	+148	+0,2	+143	
				-148	-0,8	0	+0,2	-143	
				+148	-0,4			0	
				-148	-0,8				

Wenn auch die beobachteten Aenderungen oft nur klein sind, giebt sich doch mit Sicherheit das folgende Resultat:

V. Magnetisirt man einen Eisendrath, der eine bestimmte permanente Torsion erhalten hat, so vermindert sich hierdurch seine Torsion. Hat man einem tordirten Eisendrath durch entgegengesetzte Drehung einen kleinen Theil seiner Torsion genommen, so bewirkt die Magnetisirung eine schwächere Verminderung der Torsion des Drathes als wenn man die durch die entgegengesetzte Drehung erzeugte Detorsion des Drathes grösser gewesen, so bewirken schwache Magnetisirungen zuerst

Vermehrung der Torsion bis zu einem Maximum. Stärkere Magnetisierungen vermindern dieselbe wieder. Je stärker die Detorsion war, desto grösser muss auch die Magnetisirung des Drathes sein, um jenes Maximum zu erreichen. War die Detorsion sehr gross, so wächst die Torsion des Drathes durch die Magnetisirung selbst bis zur Anwendung derjenigen magnetisirenden Kräfte, welche das Maximum der durch die Magnetisirung überhaupt erreichbaren Aenderung der Torsion des Drathes bewirken.

Bei einer ferneren Versuchsreihe wurden die Eisendräthe durch herumleitenden galvanischen Ströme magnetisirt, während noch das den Drath tordirende Gewicht auf ihn wirkte. Es ergab sich:

VI. Wird der Eisendrath durch Gewichte tordirt und sodann magnetisirt, während die tordirende Kraft auf ihn wirkt, so tordirt er sich bei schwacher Magnetisirung stärker und behält nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes die neu erlangte Torsion bei. Bei stärkerer Magnetisirung detordirt sich indess der Drath und kehrt nach Aufhebung der Magnetisirung in seine frühere Gleichgewichtslage zurück. Bei öfterer Wiederholung dieses Versuches ist noch oft eine langsame Zunahme der Torsion des Drathes bemerkbar. Ist indess der Drath vor der Magnetisirung erschüttert worden, so bewirken jetzt die Magnetisirungen gleich eine Zurückdrehung des Drathes, der nach Aufhebung derselben in seine ursprüngliche Lage zurückgeht.

Diese Versuche geben zugleich ein Maass für die Kraft, mit welcher der Drath durch die Magnetisirung detordirt wird, da durch dieselbe z. B. ein Gewicht von 110 Grm., welches an dem Rande der Kreisscheibe des Torsionsapparates wirkt, gehoben wird. Da die Dicke des Eisendrathes 1,4 Millimeter, der Durchmesser der Kreisscheibe 140 Millimeter betrug, so würde also die entdrehende Kraft der Magnetisirung noch dem an der Peripherie des Drathes wirkenden Gewicht von 11000 Grm. ein Gleichgewicht halten.

An diese Resultate schliessen sich einige andere von mir gefundene, welche mit denselben in innigem Zusammenhange stehen.

Leitet man einen galvanischen Strom durch einen Magnet in der Richtung seiner Axe, so tordirt er sich.

Die Versuche wurden an Eisen und Stahldräthen von 1 bis 2,5 Millimeter Dicke angestellt, welche mit ihrem oberen Ende mittelst einer Nadel vertical in der Axe einer Spirale von übersponnenem Kupferdraht (§. 496) aufgehängt und unten mit Gewichten belastet waren. An diesen Gewichten war eine verticale Spitze von Stahl befestigt, die unten in Quecksilber tauchte. Die Dräthe wurden magnetisirt, indem ein Strom durch die Spirale geleitet wurde. Beim Hindurchleiten eines zweiten Stromes durch den Drath selbst tordirte sich derselbe. Die Grösse seiner Torsion wurde mittelst der Spiegelablesung bestimmt.

Befindet sich der Nordpol des magnetisirten Drathes oberhalb, und durchfließt ihn der hindurchgeleitete Strom von oben nach unten, so tordirt sich das untere freie Ende desselben (von oben gesehen) in der Richtung der Bewegung des Uhrzeigers. Umkehrung der Richtung des magnetisirenden oder des durch den Drath hindurchgeleiteten Stromes kehrt die Richtung seiner Torsion um. Umkehrung beider Ströme lässt sie ungeändert.

Die Torsion nimmt bei gleicher Magnetisirung mit wachsender Intensität des hindurchgeleiteten Stromes bis zu einem Maximum zu, welches bei den von mir gebrauchten Dräthen etwa $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{2}$ Grad betrug.

Ist der Drath stärker magnetisirt, so ist die durch den hindurchgeleiteten Strom von gleicher Intensität, wie vorher, bewirkte Torsion geringer.

Bei gleichbleibender Intensität des magnetisirenden und hindurchgeleiteten Stromes ist die Torsion des Drathes von der Grösse des unten angehängten, ihn spannenden Gewichtes nahezu unabhängig.

Die beiden zuletzt aufgeführten Sätze beweisen, dass die Torsion nicht durch die elektromagnetische Ablenkung der an der Peripherie des Drathes befindlichen magnetischen Längfasern desselben durch den hindurchgeleiteten Strom bedingt sein kann.

Die beschriebene Wirkung zeigt sich auch, wenn man einen Strom durch Dräthe leitet, welche einige Zeit in verticaler Richtung aufgehängt und so durch den Erdmagnetismus magnetisirt worden sind, oder an solchen, welche auf irgend eine andere Art eine permanente Magnetisirung erhalten haben.

Leitet man durch einen in der Axe einer Magnetisirungsspirale vertical aufgehängten Eisendrath zuerst einen Strom direct hindurch und magnetisirt ihn erst dann durch schwache Ströme, welche man durch jene Spirale leitet, so tordirt er sich zuerst in demselben Sinne, wie wenn die beiden Ströme in umgekehrter Reihenfolge geschlossen worden wären. Diese Torsion steigt mit wachsender Intensität der magnetisirenden Ströme bis zu einem Maximum. Bei noch stärkeren magnetisirenden Strömen detordirt sich der Drath wieder¹⁾.

3. Theorie der Beziehungen zwischen Torsion und Magnetismus.

192

Es bietet ein besonderes Interesse dar, die in den vorigen Paragraphen aufgeführten Resultate zusammenzustellen und sie zugleich mit analogen Erscheinungen zu vergleichen, welche sich mir bei der Unter-

¹⁾ Vgl. auch Villari, l. c. §. 475*.

Verhältnisse der Torsion verschiedener Dräthe ergeben

Torsion.

Magnetismus.

Veränderungen während der Torsion des tordirenden Ge-
ren die Torsion eines

1. Erschütterungen während der
Einwirkung eines magnetisirenden
Stromes vermehren den Magneti-
smus eines Stabes.

Permanente Torsion des
aufhebung des tordi-
s wird dagegen durch
1 vermindert.

2. Der permanente Magnetismus
des Stabes nach Aufhebung des mag-
netisirenden Stromes wird dagegen
durch Erschütterungen vermindert.

er und dann detor-
erliert je nach der
rsion durch Erschüt-
Torsion oder erhält
sion.

3. Ein magnetisirter und dann
entmagnetisirter Stab verliert je nach
der Grösse der Entmagnetisirung
durch Erschüttern noch mehr Mag-
netismus, oder erhält von Neuem
Magnetismus.

Permanente Torsion der
nimmt durch ihre Mag-
nd zwar in einem mit
agnetisirung abneh-
niss.

4. Der permanente Magnetismus
der Stahlstäbe nimmt durch ihre
Torsion ab, und zwar in einem mit
wachsener Torsion abnehmenden
Verhältniss.

Wiederholte Magnetisierungen
eine vermindern die
rathes kaum noch.
ung im entgegenge-
rie die erste, bewirkt
starke Verminderung

5. Wiederholte Torsionen im glei-
chen Sinne vermindern den Magne-
tismus des Stahlstabes nur noch we-
nig. Eine Torsion im entgegenge-
setzten Sinne, wie die erste, bewirkt
aber eine neue, starke Verminde-
rung der Torsion.

Drath durch öfteres
agnetisiren so weit
lies durch die Mag-
aupt möglich ist, so
bei der Magnetisi-
Sinne ein Maximum,
sirung im entgegen-
ein Minimum der

6. Ist ein Stab durch öfteres
Hin- und Hertordiren so weit ent-
magnetisirt, als dies durch die Tor-
sion in bestimmten Grenzen über-
haupt möglich ist, so nimmt er nun
bei der Torsion in einem Sinne ein
Maximum, bei der Torsion im ent-
gegengesetzten Sinne ein Minimum
der Magnetisirung an.

weiterer Drath, der zum
worden, verliert bei
ung viel weniger an
, als ein gewöhnlich
Drath, der weiter

7. Ein magnetisirter Stab, der
zum Theil entmagnetisirt worden,
verliert bei der Torsion viel weniger
Magnetismus, als ein gewöhnlich
magnetisirter. Ein Stab, der weiter

Torsion.

detordirt worden, zeigt bei schwacher Magnetisirung zuerst eine Zunahme seiner Torsion, die bei wachsender Magnetisirung bis zu einem Maximum steigt und dann wieder abnimmt. Je stärker der Drath detordirt wurde, desto stärker muss die Magnetisirung sein, um jenes Maximum zu erreichen. Ist der Drath sehr stark entdrillt, so wächst seine Torsion selbst bis zur Anwendung der stärksten Magnetisirungen.

8. Wird ein Drath magnetisirt, während er unter dem Einflusse des tordirenden Gewichtes steht, so nimmt seine Torsion bei schwacher Magnetisirung zu, bei stärkerer wieder ab.

9. Leitet man durch einen magnetisirten Eisendrath einen Strom oder magnetisirt man einen Eisendrath, durch den man einen Strom geleitet hat, so tordirt er sich.

Magnetismus.

entmagnetisirt worden, zeigt bei schwacher Tordirung zuerst eine Zunahme seines Magnetismus, die bei wachsender Torsion bis zu einem Maximum steigt und dann wieder abnimmt. Je stärker der Stab entmagnetisirt wurde, desto stärker muss die Torsion sein, um jenes Maximum zu erreichen. Ist der Stab sehr stark entmagnetisirt, so wächst die Magnetisirung selbst bis zur Anwendung sehr starker Torsionen.

8. Wird ein Stahlstab tordirt, während er unter dem Einflusse des magnetisirenden Stromes steht, so nimmt sein Magnetismus bei schwacher Torsion zu, bei stärkerer wieder ab.

9. Tordirt man einen Eisendrath während oder nach dem Hindurchleiten eines galvanischen Stromes, so wird er magnetisch.

493

Aus der vorstehenden Vergleichung ergibt sich eine selbst bis in die Einzelheiten gehende Analogie zwischen den Phänomenen des Magnetismus und denen der Torsion.

Es würden die Resultate, welche diese Analogie begründen, nur schwer mit der älteren Annahme von magnetischen Fluidis vereinbar sein, welche erst bei der Magnetisirung des Eisens und Stahls in den einzelnen Molekülen derselben vertheilt würden.

Mit Unrecht würde man indess aus jener Analogie folgern, dass die Magnetisirung auf einer Torsion der magnetisirten Stäbe beruhe. Eine solche ist durch das Experiment nicht nachzuweisen; auch ergeben sich ähnliche Beziehungen, wie bei der Torsion der Dräthe, auch bei anderen Verschiebungen ihrer Moleküle, z. B. bei ihrer Biegung u. s. f.

Wir haben wohl auch nicht nöthig, mit Wertheim (l. c.) besondere Annahmen über die Bewegungen des die Atome der Körper umgebenden Aethers zu machen, um dieselben zu erklären. Vielmehr scheint aus den mitgetheilten Resultaten mit Sicherheit zu folgen, dass bei der Magnetisirung ähnliche mechanische Vorgänge stattfinden, wie bei der Gestaltsveränderungen der Körper.

Wir wollen versuchen, unter Zugrundelegung der Annahme dreier barer Molekularmagnete, welche durch die magnetisirenden Kräfte gerich-

t und durch die Molekularkräfte in ihre unmagnetischen Gleichgewichts-
 gen zurückgeführt werden, welche aber bei ihrer Einstellung in die
 nen durch die wirksamen Kräfte gebotene Lage einen gewissen Wider-
 und erfahren, der im Stahl grösser ist, als im harten und weichen Eisen,
 s zuweilen scheinbar so complicirten Erscheinungen abzuleiten.

Die Wirkung der Erschütterungen auf die magnetisirten Körper und 494
 ; mechanischen Kräften unterworfenen Körper besteht darin, dass die
 leküle derselben in Bewegung gesetzt werden. Der Widerstand, der
 er Einstellung durch die einmal wirkenden Kräfte hinderlich ist, wird
 rmindert; die Reibung der Ruhe wird gewissermaassen in die kleinere
 übung der Bewegung verwandelt. Daher werden in allen Fällen die
 eilchen mehr den gerade auf sie wirkenden Kräften folgen können, und
 müssen Erschütterungen eine Zunahme der temporären, eine Abnahme
 permanenten Torsionen und Magnetisirungen bewirken. (vgl. §. 473
 figde.).

Die Torsion eines permanent magnetischen Stabes hat eine dauernde 495
 l eine vorübergehende Wirkung. Zuerst werden durch die Torsionen
 Moleküle des Stabes, wie durch andere Erschütterungen, nur in wei-
 en Wegen, hin- und herbewegt. Die Axen der Molekularmagnete, wel-
 der der Axe des Stabes parallelen Stellung bei der Magnetisirung
 geneigt wurden, kehren bei der Torsion wieder mehr und mehr in ihre
 here Lage zurück und behalten dieselbe dann dauernd bei. Da-
 verliert der Stab dauernd an seinem permanenten Magnetismus. —
 ; zweite vorübergehende Wirkung der Torsion ist die folgende:
 rden durch das Magnetisiren eines, wir wollen im Folgenden stets an-
 umen, vertical aufgestellten Stabes die Axen der Molekularmagnete
 hr oder weniger vertical gerichtet, so können ihre Axen in allen mög-
 en Verticalebenen liegen, von denen die einen durch die Axe des Sta-
 selbst gelegt, die anderen derselben parallel sind. Von der Axe aus
 rachtet werden in diesen letzteren Ebenen ebenso viele Moleküle ihre
 rdpole z. B., zur linken, wie zur rechten Seite wenden. Bei der Tor-
 n werden daher ebenso viele Moleküle mit ihren Axen zur verticalen
 üftung in die Höhe gedreht werden, wie andere ebenso weit zur hori-
 talen Richtung gésenkt. Die durch die Hebung der Axen der ersten
 leküle bewirkte Zunahme des magnetischen Momentes des Stabes wird
 rch die durch die Senkung der Axen der anderen Moleküle bewirkte
 ahme desselben compensirt. Anders verhalten sich die Molekular-
 gnete, deren Axen in den durch die Axe des Stabes gehenden Ebenen
 gen. Diese werden alle bei der Torsion des Stabes mit ihren Axen
 gen die horizontale Lage hingeneigt. Hierdurch vermindert sich
 : Magnetismus des Stabes. Beim weichen Eisen scheinen die leicht
 eglichen Moleküle, gerade wie ihre Axen während der Wirkung eines
 magnetisirenden Stromes sich leicht unter seinem Einfluss der Axe des
 abes zuneigen, so auch mit ihren Axen leicht der Drehung des Stabes

zu folgen. Die bei der Torsion erfolgende Abnahme des Magnetismus ist daher hier bedeutend. Beim Stahl werden indess die Moleküle durch den ihrer Drehung entgegenstehenden Widerstand verhindert, der bei der Torsion zwischen ihnen stattfindenden Reibung weit nachzugeben; ihre Axen weichen weniger aus ihrer gegenseitigen Lage; die Abnahme des Magnetismus ist geringer.

Keht der Stab nach der Torsion in seine Ruhelage zurück, so kommen im Eisenstab die Moleküle auch wieder völlig in ihre frühere Stellung; der Magnetismus des Stabes wächst bis zur völligen Detorsion und nimmt bei einer Torsion nach der entgegengesetzten Seite wieder ab. So zeigen es die Beobachtungen von Wertheim. Anders verhält sich der Stahl, in dem die einmal bei der Torsion um ihren Schwerpunkt gedrehten Moleküle fester ihre neue Stellung bewahren. Ihre Axen bleiben daher auch bei der Detorsion gegen die Axe des Stabes nach der Seite der ersten Drehung hin geneigt, der Magnetismus des Stabes ist gegen früher vermindert. Erst wenn der Stab nach der entgegengesetzten Seite tordirt wird, richten sich die Axen der Moleküle allmählich auf, und der Magnetismus des Stabes nimmt bei dieser Torsion bis zu einem Maximum zu.

496 Wird ein Stab tordirt, während er unter dem Einflusse des magnetisirenden Stromes temporär magnetisirt ist, so wirkt anfänglich die Torsion wieder wie eine Erschütterung: die Moleküle folgen mehr dem Zuge der magnetisirenden Kraft, ihre magnetischen Axen neigen sich mehr zum Parallelismus mit der Axe des Stabes, der temporäre Magnetismus desselben vermehrt sich.

Bei weiteren Torsionen verhalten sich in diesem Falle Eisen und Stahl verschieden. Im weichen Eisen folgen die magnetischen Axen der Moleküle leicht der Drillung des Stabes und neigen sich stark von derselben ab in windschiefe Lagen; indess wird ebenso der Zug der magnetisirenden Kraft sie verhältnissmässig leicht wiederum gegen die Axe des Stabes hin erheben und dadurch den durch die erste Bewegung bewirkten Verlust des Stabes an Magnetismus zum Theil compensiren. Da indess mit wachsender Torsion der Stab härter, seine Moleküle weniger beweglich werden, so kann die magnetisirende Kraft dabei doch nicht ganz die Senkung der Axen der Moleküle aufheben; der temporäre Magnetismus vermindert sich also durch die Torsion. Bei der Detorsion des Stabes nach geringeren Torsionen werden die Moleküle wieder ganz beweglich und kehren in ihre frühere Lage völlig zurück. Der temporäre Magnetismus des Stabes wächst wieder bis zur völligen Detorsion.

Bei grösseren Torsionen werden im tordirten weichen Eisenstab selbst wenn die Torsionen so gross gewesen sind, dass sie ihm eine permanente Drillung ertheilt haben, die Moleküle dennoch im Verhältnisse an denen des harten Eisens und Stahls eine grosse Beweglichkeit besitzen und daher auch nur wenig fest in einer gegen die Axe des Stabes wind-

ge verharren. Wird daher vor der Detorsion der magnetisirende Strom aufgehoben, und kehren die Moleküle dann fast vollständig in die mechanische Gleichgewichtslage zurück, so werden sie bei der Detorsion durch die dabei erfolgenden Erschütterungen dieser Gleichgewichtsaxe sich noch mehr nähern und sich dabei mit ihren magnetischen Axen nur wenig gegen die Axe des Stabes erheben, um bei etwas stärkerer Detorsion sogleich wieder zu sinken. Das Maximum des Induced Magnetismus zeigt daher der Stab bei einer sehr kleinen

Detorsion ein harter Eisen- oder Stahlstab während der Einwirkung der magnetisirenden Kraft stark tordirt, so nehmen die Moleküle mit ihren magnetischen Axen gegen die Axe des Stabes wiederum windschiefe Lagen an, in denen sie wegen ihrer geringeren Beweglichkeit auch durch die Detorsion magnetisirenden Kraft nur wenig entfernt werden. Zugleich zeigt sich, wie wir schon oben angenommen, auch bei der Torsion die magnetischen Moleküle nicht ganz der mechanischen Drehung des Stabes folgen; ihre Entfernung von der ersten Stellung nicht bedeutend sein. Bei Detorsion des harten Stabes wird daher sein temporärer Magnetismus abnehmen, wenn auch nicht sehr stark. Bei der Detorsion wird der Stab in seinen früheren temporären Magnetismus wieder annehmen, wenn die Torsion nicht bedeutend war, so dass nach Aufhebung derselben die Moleküle in ihre früheren Lagen zurückkehren konnten. Wird der Stab aber so stark tordirt, dass er eine permanente Torsion behält, so zeigt sich bei geringer Detorsion die windschief geneigten magnetischen Moleküle, unterstützt von der Kraft des magnetisirenden Stromes gegen die Axe erheben, und somit der Magnetismus des Stabes zunehmen. Bei weiterer Detorsion werden die Axen der Moleküle der einen Seite senken und die magnetisirende Kraft bei geringer Beweglichkeit nicht mehr genügen, um sie ebenso weit zu erheben. Daher vermindert sich bei weiterer Detorsion der Induced Magnetismus.

Wenn der magnetisirende Strom vor der Detorsion aufgehoben, so zeigen sich die magnetischen Axen der Moleküle nicht weit in ihre Stellung zurückkehren, sondern werden bei der Detorsion wieder zuerst gegen die Axe des Stabes erheben und dann nach der anderen Seite hin gesenkt, und zwar wird dies bei einer stärkeren Detorsion erfordern, als während der Einwirkung des Stromes, da die Kraft des letzteren zur Aufrichtung der Axen der Moleküle beitrug. Also auch hier wird der permanente Magnetismus des Stabes bei seiner Detorsion zuerst zu- und dann abnehmen. Wenn der Strom nach der Detorsion erst unterbrochen, so sind, wie wir schon oben erwähnt, jetzt die Axen der Moleküle nach der entgegengesetzten Seite geneigt: der Stab wird also erst bei einer neuen Zugkraft nach der ersten Seite hin sein Maximum an Magnetismus

in dieser Weise erklären sich die complicirten Erscheinungen, welche

Wertheim bei Untersuchung der sogenannten Rotation des Maximum des temporären und permanenten Magnetismus beobachtet hat. Es ist aus dem Vorhergehenden ersichtlich, weshalb diese Maxima für die verschiedenen Eisensorten verschieden liegen, so dass das Maximum des temporären Magnetismus beim harten Eisen weit von der mechanischen Gleichgewichtslage des magnetisirten Stabes, das Maximum des permanenten Magnetismus näher bei derselben auftreten muss, beim weichen Eisen aber das umgekehrte Verhältniss sich zeigt.

Erschütterungen, die einem während der Dauer des magnetisirenden Stromes tordirten Stabe ertheilt werden, können die vorliegenden Erscheinungen ändern, da unter ihrem Einfluss, namentlich bei Eisenstäben, die Moleküle leichter den von aussen wirkenden Kräften folgen. Es sind daher solche Erschütterungen nur mit Vorsicht anzuwenden, da sie leicht Unregelmässigkeiten veranlassen können (vgl. §. 474).

Die von Matteucci beobachteten Inductionsströme, welche in einem mit seinen Enden mit den beiden Enden des Drathes eines Galvanometers verbundenen Eisenstabe auftreten, wenn der Stab im Innern einer Magnetisirungsspirale tordirt wird, ergeben sich ohne Weiteres, wenn man mit Matteucci den Stab als aus einzelnen magnetischen Fasern zusammengesetzt betrachtet, die sich bei der Torsion des Stabes um seine Axe hierhin oder dorthin winden. Da indess diese Erklärung nicht genügt, um den grössten Theil der im Vorhergehenden mitgetheilten Thatfachen zu begründen, würden wir wohl besser die Entstehung jener Inductionsströme der abwechselnden Neigung der Axen der magnetischen Moleküle des Stabes nach der einen und der anderen Seite bei seiner Torsion zuschreiben.

497 Bei der Magnetisirung eines permanent tordirten Stabes treten die analogen Erscheinungen ein, wie bei der Torsion eines magnetisirten Stabes. Auch hier findet eine dauernde Abnahme der Torsion bei der Magnetisirung statt, weil durch dieselbe zunächst die Moleküle beweglich gemacht werden. Nachher ergibt die Magnetisirung vorübergehende Aenderungen der Torsion, indem bei der Hin- und Hermagnetisirung die Molekularmagnete hin- und hergedreht werden und ihren Bewegungen die ganze Masse des tordirten Stabes folgt, gerade wie sich dies umgekehrt bei der Torsion der Magnetstäbe in Bezug auf die Bewegungen der magnetischen Moleküle ergeben hat. Ganz dasselbe Verhalten zeigen dann die tordirten Stäbe beim Hindurchleiten eines dieselben transversal magnetisirenden Stromes.

An Dräthen, welche noch durch die tordirenden Gewichte in einer bestimmten Drillung erhalten werden, zeigt sich namentlich sehr gut zuerst die Erschütterungswirkung der Magnetisirung, und wie nach Beendigung derselben die bei der Magnetisirung erfolgende Aufrichtung der Axen der Moleküle in eine der Axe des Drathes parallele Stellung auch eine Geradrichtung des in sich gewundenen Drathes, eine Detorsion an

olge hat, welche offenbar verschwinden muss, wenn nach Aufhebung der Magnetisirung die Moleküle unter dem Einfluss des tordirenden Gewichtes ihre vorige Lage wieder einnehmen.

Das merkwürdige Verhalten tordirter und dann theilweise detordirter rätbe bei der Magnetisirung und magnetisirter und nachher theilweise detordirter Dräthe beim Tordiren erklärt sich wohl daraus, dass die Moleküle solcher Dräthe gewissermaassen in einer weniger stabilen Gleichgewichtslage sind, aus welcher sie durch die beim Magnetisiren oder Tordiren stattfindenden Erschütterungen sich in eine stabilere Gleichgewichtslage begeben; diese nähert sich bei starken Detorsionen und Entmagnetisierungen den vor diesen Processen stattfindenden Lagen der Moleküle. Werden indess die Moleküle durch stärkere Magnetisirungen oder Torsionen in weiteren Wegen gedreht oder an einander verschoben, so verst der Drath auch jene Gleichgewichtslagen und bequemt sich mehr d mehr den durch letztere Wirkungen regelmässig verursachten Verbiegungen der Moleküle an, weshalb dann eine Abnahme an Torsion er an Magnetismus eintritt.

Die Magnetisirung eines Eisendrathes, durch welchen man einen Strom geleitet hat, vermittelst der Torsion erklärt sich auf folgende Weise: 498

Wir haben schon früher erwähnt, dass durch einen durch einen Eisendrath geleiteten Strom die magnetischen Moleküle in demselben sich in einer gegen die Axe des Drathes transversalen Lage ordnen. Ist z. B. ein positiver Strom durch den Eisendrath von oben nach unten geleitet, werden die Nord- und Südpole n und s der Moleküle in demselben Drath wie in der Fig. 215 stellen. Wird der Drath tordirt, so verschoben sich sowohl die unter einander liegenden Querschnitte desselben an einander, als auch die parallel seiner Axe liegenden Molekülreihen. Durch beide Bewegungen können die an einander liegenden Moleküle über einander hingleiten und gewissermaassen auf einander entlang rollen. Die Versuche zeigen, dass die letztere Bewegung überwiegt. Wird nämlich der Drath schraubenrechts gedreht, wie in Fig. 216, so würden durch die erstere Bewegung die Nordpole, durch die zweite die Südpole der einzelnen Moleküle nach oben gekehrt. In der That erhält aber der Drath bei der erwähnten Torsion oberhalb einen Südpol, bei der entgegengesetzten einen Nordpol.

Fig. 215.



Fig. 216.



Die Moleküle nach oben gekehrt. In der That erhält aber der Drath bei der erwähnten Torsion oberhalb einen Südpol, bei der entgegengesetzten einen Nordpol.

Dass diese Drehungen der Molekularmagnete in dem Drathe selbst in einer den Drath umgebenden Spirale Inductionsströme erzeugen, versteht sich von selbst. Die §. 487 angeführte Richtung der-

selben stimmt ganz mit den hier erwähnten Drehungsrichtungen der Molekularmagnete überein.

In analoger Weise können wir auch die §. 484 erwähnten Erscheinungen erklären.

III. Beziehungen zwischen dem magnetischen Moment und den mechanischen Veränderungen der Länge der Eisenstäbe.

499 Matteucci¹⁾ hat gefunden, und Wertheim hat die Beobachtung bestätigt, dass die Längsdehnung eines harten Eisenstabes, während er sich in einer Magnetisirungsspirale befindet, sein temporäres magnetisches Moment vermehrt. Hört die dehnende Kraft auf zu wirken, so nimmt das Moment wieder ab. Weiche Eisenstäbe sollen sich nach Matteucci gerade umgekehrt verhalten. Nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes soll in beiden Fällen eine Verlängerung eine Zunahme, die Verkürzung eine Abnahme des permanenten Magnetismus ergeben.

Die Versuche wurden in der Weise angestellt, dass die Eisenstäbe in einer Magnetisirungsspirale gedehnt wurden, welche eine mit einem Galvanometer verbundene Inductionsspirale umgab. Der bei der Dehnung entstehende Inductionsstrom gab die Aenderung der Magnetisirung an.

Ganz ähnliche Versuche wie Matteucci, hat auch Villari²⁾ angestellt. Auf eine mit einem entfernten Spiegelgalvanometer verbundene Inductionsspirale von 1^{mm} dickem Kupferdrath von 600^{mm} Länge, 30^{mm} äusserem und 19^{mm} innerem Durchmesser war eine zweite Magnetisirungsspirale von 585^{mm} Länge, 225^{mm} äusserem und 110^{mm} innerem Durchmesser geschoben. In der inneren Spirale befand sich der dem Zuge unterworfenen Eisendrath, der einerseits durch ein Holzstück hindurchging und hinter demselben durch eine Schraube festgehalten war, andererseits, um seitliche Verschiebungen zu vermeiden, ebenfalls durch ein Loch in einem Holzstück hindurchgeführt wurde und daselbst durch ein an ihm befestigtes, über eine Rolle geführtes Seil, welches direct oder durch einen Hebelapparat mit Gewichten belastet wurde, mit einer Kraft von 240 Pfund gespannt werden konnte. Die Ablenkungen des Galvanometerspiegels bestimmten die bei dem Anspannen und Loslassen des Drathes inducirten Ströme, die der jedesmaligen Zu- und Abnahme seines magnetischen Momentes entsprachen.

Ist die magnetisirende Spirale geschlossen, so vermehren die ersten Dehnungen³⁾ und Detractionen das temporäre Moment sowohl bei Eisen

¹⁾ Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. T. LIII, p. 416. 1858*. — ²⁾ Villari. Pogg. Ann. Bd. CXXVI, S. 87. 1868*. — ³⁾ Vgl. auch Gore, Phil. Mag. 4 Ser. Vol. XXXVI, p. 446. 1868*.

auch bei Stahlstäben. Bei dünnen und stark magnetisirten Stäben mindern nach diesen ersten Wirkungen die ferneren Dehnungen das Moment, und bei dicken und schwach magnetisirten vermehren sie es.

Detractionen wirken der Dehnung gerade entgegengesetzt. So ein z. B. bei einem 495^{mm} langen, 6,6^{mm} dicken Stahlstab die die Zunahme (+) und Abnahme (—) des Momentes angegebenden Inductionsmomente bei aufeinander folgenden Dehnungen (*T*) und Detractionen (*D*)

Stahlstab schwach magnetisirt		sehr stark magnetisirt	
<i>T</i> + 140	I te <i>D</i> + 7	I te <i>T</i> + 200	I te <i>D</i> + 16
<i>T</i> + 14	II te <i>D</i> — 5	II te <i>T</i> — 15	II te <i>D</i> + 25
<i>T</i> + 7	n te <i>D</i> — 6	n te <i>T</i> — 25	n te <i>D</i> + 25

Ebenso ergab sich bei einem weichen Eisenstab von 495^{mm} Länge 5,6^{mm} Dicke

Eisenstab schwach magnetisirt		sehr stark magnetisirt	
<i>T</i> + 1000	I te <i>D</i> — 120	I te <i>T</i> — 45	I te <i>D</i> + 140
<i>T</i> + 200	II te <i>D</i> — 125	II te <i>T</i> — 140	II te <i>D</i> + 140
<i>T</i> + 115	n te <i>D</i> — 120	n te <i>T</i> — 145	n te <i>D</i> + 150

Von dem verschiedenen Verhalten stark und schwach temporär magnetisierter Eisenkerne bietet das Verhalten einer in die Magnetisirungs- röhre eingelegten Eisenröhre, in der sich ein Eisenstab befindet, ein interessantes Beispiel. Bei schwachen magnetisirenden Strömen bewirkt die Dehnung sowohl der Röhre, wie des Stabes bei den späteren Wirkungen ein Inductionsstrom, der eine Vermehrung des Moments ergibt, bei stärkeren, wo nur die Röhre dem Maximum der Magnetisirung nahe ist, giebt sich nur bei Dehnung des Stabes eine Vermehrung, bei Dehnung der Röhre aber eine Verminderung des Moments kund. Ist der Strom sehr stark, dass Röhre und Stab dem Maximum der Magnetisirung nahe sind, so zeigt sich bei der Dehnung beider eine Verminderung des Moments.

Ist die magnetisirende Spirale geöffnet, so wird umgekehrt haben die ersten Tractionen und Detractionen bei Eisen- und Stahlstäben das permanente magnetische Moment vermindert. Nachher verhalten sich Stahl und Eisen verschieden. Bei den späteren Dehnungen vermindert sich bei Stahlstäben das permanente Moment, es vermehrt sich durch die Detraction; bei weichen Eisenstäben vergrößern die Dehnungen das permanente Moment und vermindern es die Detractionen eben so viel. — So ergab z. B.

Harter Stahlstab 495 ^{mm} lang, 4,4 ^{mm} dick.		Weicher Eisenstab 490 ^{mm} lang, 4 ^{mm} dick.	
<i>T</i> — 155	I te <i>D</i> — 15	I te <i>T</i> — 1300	I te <i>D</i> — 400
<i>T</i> — 30	II te <i>D</i> + 7	II te <i>T</i> — 30	II te <i>D</i> — 135
<i>T</i> — 17	n te <i>D</i> + 15	III te <i>T</i> + 50	III te <i>D</i> — 95
		n te <i>T</i> + 70	n te <i>D</i> — 75

Wird dem Stahlstab durch einen umgekehrten Strom eine schwache Magnetisirung im entgegengesetzten Sinne ertheilt, so verhält er sich wie ein Eisenstab. So betrug die Wirkung der Dehnung und Detraction bei einem solchen Stab

I te T — 35	I te D — 22
II te T — 0	II te D — 15
n te T + 7	n te D — 8

Wird dem Stahlstab aber durch den umgekehrten Strom hierbei eine stärkere Entmagnetisirung oder entgegengesetzte Magnetisirung ertheilt, so kann auch die Wirkung der ersten Traction und Detraction in einer Vermehrung des Momentes bestehen.

Augenscheinlich ist die Wirkung der ersten Traction und Detraction dieselbe, welche ich auch bei der Torsion und Detorsion der magnetisirten Dräthe beobachtet und mit dem Namen Erschütterungswirkung bezeichnet habe; die Moleküle werden beweglicher und folgen dem Zuge der jedesmal wirkenden Kräfte, sei es bei Einwirkung des Stromes in der Spirale den magnetisirenden, sei es nach Aufhebung desselben den Molekularkräften, die die Moleküle in ihre unmagnetischen Lagen zurückführen. Bei einem stark entmagnetisirten Stabe würden sie hierdurch in ihre frühere magnetische Lage zurückzukehren streben. Um diese erste Erschütterungswirkung zu erzielen und bei den Dehnungen zugleich die besonderen Wirkungen hervortreten zu lassen, kann man auch die Stäbe anderweitig erschüttern, schlagen u. s. f. Die späteren Wirkungen der Dehnungen lassen sich vorläufig noch nicht gut übersehen.

500 Wertheim¹⁾ macht mit Recht darauf aufmerksam, dass bei derartigen Versuchen zwei Fehlerquellen einfließen können. Einmal verschiebt sich beim Dehnen das freie Ende des Eisenstabes gegen die Magnetspule des Inductionsstrom messenden Galvanometers und kann so eine Ablenkung derselben bewirken. Dieselbe würde sich aber umkehren, wenn man die dehnende Kraft abwechselnd an dem einen oder anderen Ende des Stabes wirken liesse. Dann wird auch der Stab, der stets ein wenig gebogen ist, durch die dehnende Kraft gerade gerichtet, und die hierbei erfolgende Biegung würde gleichfalls das magnetische Moment des Stabes ändern. — Ferner würde auch, selbst wenn das Moment des Stabes sich nicht änderte, bei seiner Dehnung sein Ende mehr als vorher aus der Inductionsspirale heraustreten und dadurch zur Bildung von Inductionsströmen Veranlassung geben können. — Endlich sind fast alle Stäbe ein wenig tordirt und bei dem Zuge kann sich ihre Torsion ändern. Da die beobachteten Aenderungen des Magnetismus bei der Verlängerung ausserdem nur klein sind im Verhältniss zu den durch die Torsion bewirkten, so dass Matteucci sie wenigstens bei har-

1) Wertheim l. c. §. 476.

an Eisenstäben nicht direct an einem mit einem Spiegel versehenen statischen Nadelsystem mittelst der Spiegelablesung, sondern nur mittelst der Inductionsströme auffinden konnte, sind die Versuche hierüber mit grosser Vorsicht anzustellen.

Dass umgekehrt die Länge eines Eisenstabes bei der Magnetisirung 501 geändert wird, ist von Joule¹⁾ nachgewiesen worden. In ein unten geschlossenes, vertical aufgestelltes, mit Wasser gefülltes Glasrohr wurde ein zwei Fuss langer Eisenstab gestellt, dessen anderes Ende gegen einen aus zwei Hebeln zusammengesetzten Fühlhebel drückte. Die Ablenkungen dieses letzteren wurden durch ein mit einem Mikrometer versehenes Mikroskop beobachtet. Die Verschiebung des Hebels um einen Theilstrich des Mikrometers entsprach der Verlängerung der Stange um $\frac{1}{138528}$ Zoll. Das Glasrohr wurde mit einer Drathspirale umgeben, die so lang war, dass die Enden des Eisenstabes einen Zoll weit innerhalb der Enden derselben sich befanden, und durch sie ein Strom geleitet, dessen Intensität an einer Tangentenbussole abgelesen wurde. Der Magnetismus des Eisenstabes wurde mittelst einer nicht sehr zu empfehlenden Methode gemessen, indem ein horizontal der Mitte desselben gegenüber nach Art eines Wagebalkens aufgehängter und an beiden Enden mit Vagschalen versehener Magnetstab durch Gewichte stets in horizontaler Lage erhalten wurde, wenn die Anziehung des Eisenstabes ihn aus dieser Lage abzulenken strebte (vergl. Fig. 217 §. 502). Von den erhaltenen Werthen mussten die aus der Ablenkung der Nadel der Tangentenbussole berechneten Gewichte subtrahirt werden, welche erforderlich waren, um den Magnetstab unter der Einwirkung der vom Strom durchflossenen Spirale allein im Gleichgewicht zu erhalten. Die Versuche ergaben eine Verlängerung des Stabes, welche $\frac{1}{720000}$ seiner Länge betrug, als der Stab das Maximum des temporären Magnetismus erhalten hatte. Beim Öffnen des magnetisirenden Stromes blieb mit dem Verbleiben von permanentem Magnetismus in dem Stab auch ein Theil dieser Verlängerung zurück.

Die folgende Tabelle, in welcher l die jedesmalige Verlängerung von solchen Eisenstäben bei ihrer temporären und permanenten Magnetisirung M und m bezeichnet, giebt ein Beispiel der erhaltenen Resultate:

	M	l	$\frac{M^2}{l}$	m	l	$\frac{m^2}{l}$
I.	0,49	1	240	0,42	0,7	252
	0,93	3,6	240	0,74	2,4	228
	1,42	8,3	243	1,00	4,5	222
	1,87	14,8	236	1,26	7,2	220
	2,21	24,2	202	1,35	10,9	168

¹⁾ Joule, Phil. Mag. Vol. XXX, p. 76 und 225. 1847*.

	M	l	$\frac{M^2}{l}$	m	l	$\frac{m^2}{l}$
II.	0,21	0,4	110	0,08	0,3	21
	0,32	1,0	102	0,12	0,8	18
	0,72	2,8	185	0,16	1,8	14
	1,95	13,8	275	0,21	5,4	8
	2,38	19,2	295	0,21	7,2	6

Die Verlängerung der Stäbe soll nach diesen Versuchen dem Quadrat des jedesmaligen temporären oder permanenten Magnetismus proportional sein. Sie ist grösser bei weichen als bei harten Stäben.

Die Abweichungen von diesem Gesetz, welche sich auch in der Tabelle ergeben, in welcher jedesmal $\frac{M^2}{l}$ und $\frac{m^2}{l}$ constant sein gesucht, sucht Joule in der ungleichen Vertheilung des Magnetismus im Innern der Eisenstäbe bei Anwendung verschiedener magnetisirender Kräfte, indem die äusseren, durch den Strom magnetisirten Theile der Stäbe dem gegengesetzt polarisirend auf die inneren Theile einwirken.

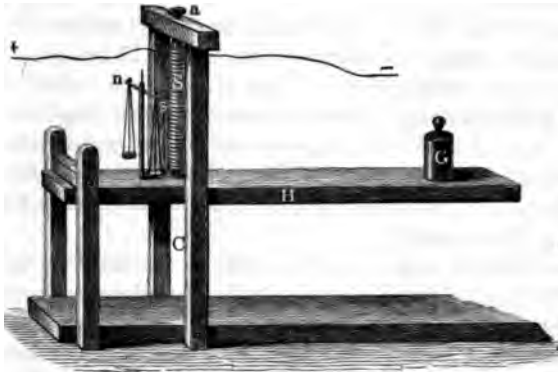
Bei weichen Eisenstäben, bei denen dieser Einfluss geringer ist, sind die Abweichungen der Werthe $\frac{M^2}{l}$ und $\frac{m^2}{l}$ unter einander nicht gross. Bei einer weichen Stahlstange schwankten sie indess, wenn l von 0,74 bis 1,90 wechselt, zwischen 391 und 481.

Bei Umkehrung der Richtung des magnetisirenden Stromes, wie nach Joule nicht sogleich in allen Theilen der Stäbe der permanente Magnetismus aufgehoben, sondern sie behielten solchen noch an bestimmten Stellen bei, so dass dieselben eine Verlängerung zeigen, selbst wenn die magnetische Wage neben ihnen keinen Magnetismus mehr anzeigte.

502 Bei ferneren Versuchen untersuchte Joule das Verhalten gespannter Eisenstäbe und der Länge nach zusammengedrückter Stäbe oder Dräthe. — Wird ein Eisenstab bei diesen Versuchen stark gespannt, so kann sich die Verlangung umkehren und an Stelle der Verlängerung eine Verkürzung eintreten. Dies zeigt sich namentlich bei Anwendung dünner Dräthe. Diese wurden an ihrem oberen Ende a , Fig. 217, vertikal in der Axe der magnetisirenden Spirale S aufgehängt. Unten wurde sie an einem Hebel H befestigt, welcher durch Gewichte G belastet war. Der Hebel übertrug seine Bewegungen bei Veränderung der Länge des Drathes auf einen zweiten Hebel, dessen Ablenkungen durch ein Mikrometer versehenes Mikroskop abgelesen wurden. Eine magnetische Wage, deren Wagebalken ns aus einem Magnet bestand, ähnlich dem bei den früheren Versuchen verwendeten, diente zur Messung des Magnetismus des Drathes. Wurde an Stelle des Drathes ein mit der magnetischen

Spirale umgebener Eisenstab vertical unter dem Hebel bei C
 dlt, so konnte man auch durch Auflegen der Gewichte G den Stab

Fig. 217.



ge nach zusammenpressen und dann die Wirkung der Magnetisierungsversuchen.

Die Pressung hatte hierbei keinen wesentlichen Einfluss auf die angegebenen Resultate. Wurden die Stäbe indess stark gespannt, änderte sich die Verlängerung durch die Magnetisirung. Bei dünnen Stäben, z. B. Dräthen und bei starker Spannung ging dieselbe so von einer Verlängerung zu einer Verkürzung über. So erhielt Joule unter Anderem bei Anwendung von Strömen von der Intensität i folgende Verkürzungen v eines Eisenstabes von ein Fuss Länge und $\frac{1}{4}$ Zoll Durchmesser, welcher ein Gewicht von 1680 Pfund gespannt erhalten wurde, während er gleichzeitig in demselben erregte temporäre Magnetismus M war:

i	= 379	696	1003	1299	1823
M	= 2,7	3,8	4,3	4,4	4,7
v	= 0,5	1,5	2,4	3,3	4,5
$\frac{Mi}{v}$	= 205	176	180	173	190

Aus diesen und anderen Resultaten ist die Verkürzung eines stark gespannten Drahtes dem Product aus der Intensität des magnetisirenden Stromes und dem im Draht erzeugten Magnetismus direct proportional. Versuche aus weichem und hartem Stahl zeigen dasselbe Verhalten. Nach der Unterbrechung des Stromes kehren sie auf ihre frühere Länge zurück, obgleich sie noch einen gewissen permanenten Magnetismus besitzen.

Eisenstäbe und Drähte zeigen die Erscheinungen nicht.

503 Zur Beurtheilung dieser Versuche muss man berücksichtigen, dass die Wirkung der Magnetisirung eine doppelte sein kann.

Die erste Wirkung ist eine rein äussere elektromagnetische.

Ist der magnetisirte Stab in der Axe der Spirale ausgespannt, werden die an den Enden derselben befindlichen Stellen des Stabes hineingezogen. Ragt also der Stab an beiden Enden aus ihrer Axe hervor, verkürzt er sich dadurch; ist er am einen Ende befestigt, das andere über sein freies Ende geschoben, so überwiegt der Zug derselben nach der Seite des Befestigungspunktes überwiegend befindlichen Ende des Stabes; derselbe verlängert sich; wird die Spirale zum Beispiel über das freie Ende hingehoben, so vermindert sich die Verlängerung und die Verkürzung Platz machen.

Ferner könnte, wenn der Stab nicht in der Axe der Spirale ausgespannt ist, eine Biegung desselben nach der Seite und dadurch eine Verkürzung desselben eintreten.

Die zweite Wirkung kann in einer Aenderung der Länge durch die Drehung der Moleküle derselben um ihren Schwerpunkt bei der Magnetisirung bestehen.

In Folge derselben könnten sich bei der Magnetisirung die in gleicher Lage gerichteten Molekularmagnete mit ihren einander entgegengesetzten Polen einander anziehen und so eine Verkürzung des Stabes bedingen.

Es könnte aber auch hierdurch der Stab verlängert werden, wenn man die vorläufig durchaus nicht bewiesene Hypothese machen würde, dass die magnetischen Moleküle in der Richtung ihrer magnetischen Achse grössere Längsausdehnung besässen, als nach den anderen Richtungen.

Endlich könnte in Folge der Umlagerung der Moleküle eine Torsion oder Detorsion des Drathes eintreten, wenn derselbe vorher schon als Stromesleiter gedient hatte oder tordirt war, es könnte secundär durch die Aenderung der Torsion auch eine Verkürzung des Stabes bewirkt werden.

Auch wäre es möglich, dass, wenn der Stab und Drath in einer horizontalen Lage wäre, also bei horizontaler Einklemmung mit seinem freien Ende unten geneigt wäre, hierbei eine Geradrichtung des Stabes bewirkt würde, also in diesem Falle sein freies Ende von oben beobachtet sich zu verlängern.

504 Wie bedeutend zunächst die rein äussere elektromagnetische Aenderung der Stäbe ist, zeigen folgende Versuche von W. Weber und Beetz:

Als Wertheim²⁾ einen weichen Eisenstab von 1 Meter Länge in einer horizontalen Lage an seiner Mitte in einen Schraubstock einspannte,

¹⁾ Vgl. Tyndall, Mondes VI, 622 Cosmos. XXIV, 748. 1864*. — ²⁾ W. Weber, Ann. Chem. et de Phys. [3] K. XXIII, p. 302. 1848*; Pogg. Ann. Phys. Chem. N. F. 27, 277. 1857; auch Buff, Annalen der Chem. und Pharm. Supplementbd. III, S. 13.

sein eines Ende eine Drathspirale von 25 Centimeter Länge und 18 Centimeter innerem Durchmesser schob, so dass die Axen des Stabes und der Spirale zusammenfielen, so wurde das Ende des Stabes in die Spirale hineingezogen. Wurde über dem Ende des Stabes ein Mikroskop mit Kreuztisch aufgestellt, so konnte die Verlängerung desselben gemessen werden. Sie betrug bei Wertheim's Versuchen selten mehr als 0,002 Millimeter.

Wurde die Spirale gegen den Einklemmungspunkt des Stabes veroben, so verminderte sich die Verlängerung. Sie müsste, wenn die Spirale dicht an demselben stände, mit einer Verkürzung des Stabes sich tauschen. Indess ist diese Verkürzung unmessbar klein.

Beetz¹⁾ klemmte analog einen Stab von etwa 1242^{mm} Länge und 4^{mm} Dicke in ostwestlicher Richtung, 4^m weit von einem Spiegelgalvanometer, in horizontaler Lage an dem einen Ende fest ein und stützte an einigen Stellen durch leichte Rollen. An sein anderes Ende war ein Faden geknüpft, der über eine Rolle geführt und durch ein Gewicht abgelenkt wurde. An der Stahlaxe der Rolle befand sich ein ebener Spiegel, dessen Drehungen mittelst Scala und Fernrohr abgelesen wurden²⁾. Die Verschiebung des Spiegelbildes der Scala um einen Theilstrich entsprach hierbei der Verlängerung des Stabes um 0,00008698^{mm}. Ueber den Stab wurden 4 Magnetisirungsspiralen (2 von 53, und 2 von 75^{mm} Durchmesser und 23^{mm} Länge) zunächst so geschoben, dass der Stab in ihrer Mitte befand. Wurden die 4 Spiralen auf das freie Ende des Stabes gehoben, so ergab sich bei einem magnetischen Moment $m = 43,9$ Scalentheile eine Verlängerung von 5,8 Scalentheilen; befanden sie sich dem festen Ende, wo $m = 36,8$ war, von nur 0,9 Theilen, waren gleichmässig vertheilt, wo $m = 42,3$ war, von 4,6 Scalentheilen u. s. f.

Der seitliche Zug der Spiralen bei excentrischer Stellung des Stabes hat dagegen nach Beetz nur einen geringen Einfluss. Der Stab wurde erst gut centrirt in die Spiralen gelegt, von denen die beiden entgegen ihren Enden gerade mit den Stabenden abschnitten, die beiden anderen zwischen ihnen in gleichen Abständen lagen; sodann wurden die Spiralen alle schief gelegt, endlich wurden sie seitlich verschoben, wie der Stab auf einer Seite an ihrer Innenfläche fast berührte. Die Verlängerungen des Stabes betragen hierbei 11,7, 11,6 und 10,3 Scalentheile.

Wurden in die symmetrisch geordneten Spiralen Eisenstäbe von 966, 1250, 1242 und 1175^{mm} Länge und 1,3, 4, 6, 12, 28^{mm} Durchmesser eingelegt, so verhielt sich bei dem Maximum der Magnetisirung die Verlängerung zur Länge des Stabes wie 1 : 13880000 : 21200000 : 10000 : 1230000 : 2110000. Bei einem vierkantigen Stahlstab

¹⁾ Beetz, Pogg. Ann. Bd. CXXVIII, S. 193. 1866*. — ²⁾ Durch Reflection eines Lichtstrahles von dem Spiegel und Projection desselben auf die Wand kann man die Veränderungen der Stäbe auch objectiv darstellen (vgl. Tyndall Engineer Vol. XXIX, S. 1871*).

von 1010^{mm} Länge und 12^{mm} im Quadrat Querschnitt war das Verhältniss 1 : 42440000, also die Dehnung viel kleiner.

In allen diesen Fällen waren die Stäbe nur durch 1 Kilogramm gespannt.

Werden aber statt der freien Stäbe Dräthe von 1250^{mm} Länge in der Axe der Spiralen ausgespannt, in derselben mit einem von kaltem Wasser durchflossenen Kühlrohr umgeben und an ihrem freien Ende durch grössere Gewichte gespannt, so zeigte sich stets eine, wenn auch sehr geringe Verkürzung derselben bei der Magnetisirung (nur höchstens 4,2 Scalentheile), die bei ausgeglühten Dräthen stärker hervortrat. Auch bei verticaler Aufstellung des Apparates zeigten sich solche Verkürzungen, die bei 2035^{mm} langen, 0,24 und 0,36^{mm} dicken, ausgeglühten Dräthen und bei Belastungen von 100 bis 1000 Grm. bis zu 3,3 Scalentheilen stiegen (1 Scalentheil = 0,00006658^{mm}).

In wie weit die Verlängerung der nicht gespannten Stäbe etwa durch Geraderichten, die Verkürzung der gespannten Dräthe durch Hineinziehen in die Magnetisirungsspirale oder durch Anziehung ihrer magnetischen Moleküle bedingt ist, ist nicht wohl zu sagen. Es müsste um diese Verhältnisse zu entscheiden, die elektromagnetische Wirkung völlig eliminirt werden, also die Magnetisirung der Stäbe und Dräthe in der Axe einer so langen und weiten Spirale vorgenommen werden, dass die elektromagnetische Wirkung auf alle Theile derselben gleich wäre.

505

Nach Beatson¹⁾ soll auch durch einen hindurchgeleiteten Strom eine Verlängerung eines Eisenstabes, unabhängig von seiner Erwärmung, bewirkt werden.

Leitet man indess einen Strom durch einen Eisenstab, an dessen Ende ein Ocularmikrometer befestigt ist, welches man durch ein Mikroskop betrachtet, so bemerkt man erst allmählich eine zunehmende Verlängerung, die jedenfalls der Erwärmung des Stabes zuzuschreiben ist. Ist aber der Stab vorher magnetisirt worden, so tritt im ersten Moment eine äusserst geringe Verkürzung ein, der dann die Dehnung folgt. Ohne Weiteres darf man indess aus diesen Versuchen nicht ableiten, dass in Folge der transversalen Stellung der magnetischen Axen der Moleküle des Stabes beim Hindurchleiten des Stromes, also in Folge der dabei stattfindenden Drehung der Moleküle eine primäre Verkürzung desselben eintritt²⁾; vielmehr haben wir schon §. 491 nachgewiesen, dass bei diesem Verfahren eine Torsion des Drahtes, also eine Verschiebung der Moleküle selbst neben einander stattfindet, so dass diese Torsion sehr wohl sekundär die Verkürzung bewirken kann.

¹⁾ Beatson, Elektromag. April. 1846. Archives T. II, p. 113*. — ²⁾ Beitr. zu den Annalen der Chemie und Pharmacie, Supplementbd. III, S. 146. 1864/65*.

IV. Beziehungen der Magnetisirung zur Biegung.

Die Biegung ändert das magnetische Moment von temporär und permanent magnetisirten Körpern nach Wertheim (l. c.) in ganz ähnlicher Weise, wie die Torsion, indem bei derselben einmal die Theilchen erschüttert und leichter beweglich werden und so mehr den jedesmal auf sie wirkenden Kräften folgen, sodann, indem auch bei der Biegung die Theilchen selbst an einander verschoben werden. Die genauere Untersuchung dieser Erscheinungen ist schwieriger, wie die der Beziehungen zwischen Torsion und Magnetismus, da bei der Biegung stets die ganze Masse der Stäbe gegen den ihr magnetisches Moment messenden Apparat verschoben wird.

Die Einwirkung, welche umgekehrt die Magnetisirung auf einen gebogenen Stab ausübt, ist von Guillemin¹⁾ beobachtet worden.

Ein Eisenstab von etwa 1 Centimeter Durchmesser und 20 bis 30 Centimeter Länge war in horizontaler Lage am einen Ende befestigt und an seinem freien Ende durch ein kleines, angehängtes Gewicht ein wenig nach unten gebogen. Er richtete sich beim Durchleiten eines galvanischen Stromes durch eine ihn umgebende Drathspirale gerade und bog sich bei Unterbrechung desselben wieder. Es konnte hierbei der Drath der Spirale unmittelbar auf den Eisenstab aufgewunden und so die Axe der Spirale selbst bei der Biegung des Stabes mit ihm gebogen werden. Es kann also nicht ein von der Spirale auf den Stab selbst ausgeübter seitlicher Zug sein, der ihn gerade richtet²⁾. Ein solcher Zug würde ihn auch bei einer irgendwie excentrischen Stellung im Gegentheil noch mehr biegen, indem er den Stab gegen die ihm zunächst liegenden Wände der Spirale hinzöge. Vielmehr ist es wohl auch hier die elektromagnetische Anziehung der Spirale gegen die an ihren Enden befindlichen Theile des Stabes, die ihn kürzer zu machen strebt, und dadurch zugleich die Geradrichtung seiner Axe veranlasst. Dagegen ist dieselbe nicht der temporären Zunahme der Elasticität des Stabes zuzuschreiben, da letztere sich bei der Magnetisirung kaum ändert.

Wertheim³⁾ hat diese seitliche Ausbiegung untersucht, indem er bei den §. 504 beschriebenen Versuchen die Drathrolle so aufstellte, dass ihre Axe nicht mehr mit der des Stabes zusammenfiel. Durch ein Mikroskop wurde die seitliche Verschiebung des Endes des Stabes bestimmt, als sich die Axe desselben in verschiedenen Abständen von der Axe der Rolle befand, indess dabei stets der letzteren parallel blieb.

1) Guillemin, Compt. rend. T. XXII, p. 264 u. 432. 1846*. — 2) Wertheim, Compt. rend. T. XXII, p. 336. 1846*; Pogg. Ann. Bd. LXVIII, S. 140*. — 3) Wertheim, Ann. d. Chim. et de Phys. [3] T. XXIII, p. 302. 1848*.

Die seitliche Verschiebung ergab sich bei Versuchen mit zwei Eisenstäben (I und II) von 10 und 5 Millimeter im Quadrat Querschnitt und einem aufrecht gestellten Streifen Eisenblech (III) von 12 Millimeter Breite und 3,375 Millimeter Dicke nahezu proportional den Intensitäten der magnetisirenden Ströme. Diese Intensitäten wurden bei den Versuchen im Verhältniss von etwa 1 : 3 und 1 : 7 geändert.

Bezeichnet b und c die Breite und Dicke des Eisenstabes, L die Länge des Stabes, q den Elasticitätscoefficienten, so kann man aus der seitlichen Verschiebung f , welche einem Strom von der Intensität Eins entspricht, berechnen, wie gross ein Gewicht G sein müsste, welches, am Ende des Stabes angebracht, die gleiche Wirkung wie der Strom hervorbringen würde. Es wäre dieses Gewicht

$$G = \frac{f \cdot qbc^3}{4L^3}.$$

Berechnet man aus den Versuchen von Wertheim mit den drei Stäben die Gewichte G , so ergeben sie sich bei wachsendem Abstände D der Axe des Stabes von dem der Spirale wie folgt:

	$D = 80\text{mm}$		$D = 50\text{mm}$	
	f	G	f	G
Stab I.	0,1337 ^{mm}	6,408 ^{gram}	0,0727 ^{mm}	3,484 ^{gram}
Stab II.	0,4648	1,462	0,2853	0,813
Blech III.	0,9377	2,673	0,4747	1,493

Die durch die Gewichte G gemessenen mechanischen Kräfte, welche bei der Verschiebung der Enden der Stäbe bei Anwendung gleicher Stromintensitäten auftreten, verhalten sich demnach bei den Stäben I, II, III:

$$D = 80, \text{ wie } 100 : 22,81 : 41,71;$$

$$D = 50, \text{ wie } 100 : 23,84 : 42,82,$$

während die Massen gleicher Längen der Stäbe sich verhalten

$$= 100 : 25,00 : 40,50.$$

Im Ganzen ist also die Anziehung der Spirale gegen die Stäbe proportional der Intensität des Stromes und der Masse des durch denselben magnetisirten Eisens.

V. Einfluss der Magnetisirung auf das Volumen, die Elasticität und die Härte des Eisens.

07 Das ganze Volumen eines Eisenstabes scheint durch die Magnetisirung nicht merklich geändert zu werden. Dies zeigt folgender Versuch von Joule ¹⁾.

¹⁾ Joule, Phil. Mag. T. XXX, p. 76. 1847*.

Eine unten geschlossene, $1\frac{1}{2}$ Zoll weite, 40 Zoll lange Glasröhre war am einen Ende geschlossen. In das andere war mittelst eines durchbohrten Glasstöpsels ein Capillarrohr eingesetzt. In die Röhre wurde ein Stahlstab gelegt und dieselbe sodann mit Wasser gefüllt. Die Röhre wurde mit einer Drathspirale umgeben. Als durch letztere ein galvanischer Strom geleitet wurde, welcher das Eisen zum Maximum magnetisirte, zeigte sich keine Aenderung des Standes des Wassers in der Capillarröhre, obgleich bei einer Aenderung des Volumens des Eisens um $\frac{1}{4500000}$ schon eine solche merkbar gewesen wäre. Erst nach einiger Zeit, wenn das Wasser im Glasrohre Wärme von der durch den Strom erwärmten Drathspirale mitgetheilt worden war, stieg dasselbe allmählich im Capillarrohr.

Ganz analoge Resultate haben auch Wertheim¹⁾ und Buff²⁾ unter Anwendung eines ganz ähnlichen Verfahrens erhalten.

Auf die Elasticität des Eisens und Stahls übt die Magnetisirung³⁾ einen schwachen Einfluss aus. Ein etwa 1 Meter langer Stahlstab zeigt nach der Magnetisirung mittelst des Doppelstriches keine Aenderung seines Longitudinaltones. Indess könnte hier doch nur der geringe permanente Magnetismus zu klein sein, um eine Aenderung der Elasticität hervorzurufen. — Zur genaueren Untersuchung dieses Verhaltens schraubte deshalb Wertheim³⁾ einen horizontalen Eisendrath am einen Ende in eine, auf einem Monochord befestigte Bronzeklemme ein, und ihn sodann durch die Axe einer auf eine Glasröhre aufgewickelten Drathspirale von 1,8 Meter Länge und knüpfte das andere Ende an eine Waage, welche über eine Rolle gelegt und mit einer Wageschale versehen war. Ein Mikroskop gestattete, die Verlängerungen des Drahtes unter Belastung der Schale mit Gewichten zu messen, mochte er nun durch den durch die Spirale hindurchgeleiteten Strom magnetisirt worden sein oder nicht. Die Verlängerungen waren in beiden Fällen fast vollkommen gleich. Nur wenn der Draht längere Zeit der Einwirkung der Magnetisirung ausgesetzt worden ist, nimmt der Elasticitätscoefficient etwas wenig ab, und diese Abnahme bleibt dann auch nach Unterbrechung des magnetisirenden Stromes bei.

Ganz diesem Resultate entsprechend ändert sich bei der Magnetisirung auch der Longitudinalton der Stäbe nicht, mag diese Magnetisirung, wie bei den mitgetheilten Versuchen, temporär durch einen galvanischen Strom im weichen Eisen, oder permanent, z. B. durch den Doppelstrich, an einem Stahlstabe hervorgerufen sein.

Auch Wartmann⁴⁾ konnte keinen Einfluss der Magnetisirung auf auf Eisen- oder Stahlplatten erzeugten Klangfiguren, ebenso wenig

¹⁾ Wertheim, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXIII, p. 306. 1848*; Pogg. Bd. LXXVII, S. 47*; — ²⁾ Buff, Ann. der Chem. u. Pharm. Supplementbd. III. S. 1864/65*. — ³⁾ Wertheim, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XII, p. 610. — ⁴⁾ Wartmann, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXIV, p. 360. 1848*.

auf ihren Ton, und auch nicht auf die Longitudinal- und Transversal einer Eisendrathseite auffinden.

509 Auch die folgende Erscheinung ist wahrscheinlich rein secun-
Geben zwei gleiche Stimmgabeln von Stahl denselben Ton und br
man die eine in eine Drathspirale, welche von einem starken Si
durchflossen ist, so schwingt die in letzterer befindliche Gabel schne
man hört also bei gleichzeitigem Anschlagen beider Gabeln Stösse
kann mittelst der Methode von Lissajoux eine Verschiebung der Li
figur beobachten, welche man bei doppelter Reflexion eines Lichtstra
von den mit ihren Zinken in zwei auf einander senkrechten Ebenen
ander gegenübergestellten, mit Spiegeln bewaffneten Stimmgabeln erl
Beim Oeffnen des Stromes kehrt die Gleichheit beider Stimmgabeln
der zurück¹⁾. Die Wirkung kann hier eine rein elektromagnetis
sein; ohne dass die Aenderung der molekularen Lagerung von me
lichem Einfluss zu sein braucht. Die Zinken der in der Drathspiri
befindlichen Gabel werden durch die von aussen wirkenden elektromag
tischen Kräfte in bestimmten Lagen stärker festgehalten, als ohne dies
ben, und schwingen deshalb schneller.

Wenn Ruhmkorff²⁾ beobachtet hat, dass magnetisches Eisen bei
Feilen viel härter erscheint, als nicht magnetisirtes, so kann dies
wohl von der magnetischen Anziehung der Feile herrühren.

Gussstahl, in eine in einer Magnetisirungsspirale befindliche Fe
gegossen, soll feinkörniger und weniger fest werden³⁾.

VI. Einfluss der Magnetisirung auf die thermische und elektrische Leitungsfähigkeit und das thermoelektrische Verhalten des Eisens.

510 Wenn durch die Magnetisirung des Eisens eine Aenderung der
gerung seiner einzelnen magnetischen Moleküle bedingt wird, so
sich sein Verhalten in allen den Fällen ändern, bei denen jene Lager
einen Einfluss haben kann. So also könnte sich das thermische
galvanische Leistungsvermögen und das thermoelektrische Verhalten
Eisens dabei verändern.

Zunächst hat Maggi⁴⁾ zu zeigen versucht, dass die Wärmel
tungsfähigkeit des Eisens sich bei der Magnetisirung ändert.
überdeckte eine kreisrunde Eisenplatte mit einem dünnen Ueberzug
Wachs und Oel und leitete mittelst eines Blechrohrs Wasser
durch ein in ihrem Centrum gebohrtes Loch. Das Wachs schmolz
der Platte in einem Kreise ab. Wurde dieselbe aber horizontal auf

¹⁾ Trèves, Compt. rend. T. LXVII, p. 321. 1868* Archives des Sc. nat. S.
T. XXXIII, p. 74*. — ²⁾ Ruhmkorff, Compt. rend. T. L. p. 166. Pogg. Ann. Bd.
S. 528. 1860*. — ³⁾ Trèves, Compt. rend. T. LXXV, p. 765. 1872*. — ⁴⁾ Maggi
Mémoires de Genève, T. XIV, p. 132. 1850*.

mit einigen Pappstreifen bedeckten Pole eines starken Elektromagnetes gelegt, so dass ihr Mittelpunkt in die axiale Verbindungslinie der Pole fiel, so schmolz bei der Erregung des Elektromagnetes das Wachs in der auf jener Linie senkrechten, äquatorialen Richtung weiter ab, so dass hiernach die Leitungsfähigkeit des Eisens für Wärme in äquatorialer und axialer Richtung sich wie 6 : 5 verhielt. Zur Vorsicht hatte Maggi auch unter die der Aequatorialebene entsprechenden Punkte des Randes der Platte Pappstreifen und Metallstücke gelegt, um daselbst die Ableitung der Wärme möglichst ebenso gross zu machen, wie durch die Magnetpole.

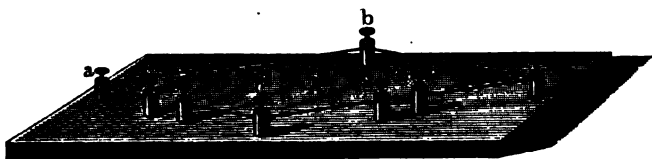
De la Rive will hieraus eine Bestätigung seiner Versuche ableiten, dass das Eisen bei der Magnetisirung sich in axialer Richtung ausdehnt, in äquatorialer zusammenzieht. Indess könnten diese Erscheinungen auch nur durch die mechanische Anziehung des Eisens durch die Magnetpole und dadurch bewirkte Ungleichheit in äquatorialer und axialer Richtung bedingt sein.

Ob das Leitungsvermögen des Eisens für Elektrizität durch das Magnetisiren desselben geändert werde, ist eine durch verschiedene Beobachter entgegengesetzt beantwortete Frage.

Nach älteren Versuchen von Abraham¹⁾ sollte magnetisirter Stahl besser leiten als nicht magnetisirter.

Genauere Versuche über diesen Punkt sind von Edlund²⁾ angestellt worden. Elf weiche Eisendräthe von 165 Millimeter Länge und 2 Millimeter Dicke und zehn ebenso lange Kupferdräthe wurden einander parallel und getrennt von einander durch zwei runde Korkscheiben gesteckt, und die Enden der Kupfer- und Eisendräthe abwechselnd mit einander verbunden, so dass sie alle einen fortlaufenden Leiter bildeten. Die so vorgerichteten Dräthe wurden in den inneren Raum einer Magnetisirungs-Spirale geschoben. Dieses System von Dräthen wurde in den einen Zweig *defc* der Wheatstone'schen Drathcombination nach Svanberg's Ein-

Fig. 218.



richtung, Fig. 218, eingefügt; in dem Zweige *cghd* befand sich ein Rheostat, in der Brücke *cb* ein Multiplicator, welcher ein Magnetometer mit

¹⁾ Aeltere wenig beweisende Versuche mit Reibungselektrizität von Fischer, Kastner's Arch. Bd. III, S. 421. 1824*, und Abraham, Pogg. Ann. Bd. I, S. 357. 1824*. Der Erstere glaubt in den magnetisirten Eisenstangen eine schlechtere, der Zweite eine bessere Leitung wahrzunehmen. — ²⁾ Edlund, Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 315. 1854*.

Spiegelablesung umgab. Wurde zuerst der Rheostat so eingestellt, dass das Magnetometer keine Ablenkung seiner Nadel zeigte, als die Klemmen *a* und *d* mit den Polen der Säule verbunden wurden, so ergab sich eine solche auch nicht, als die Eisendräthe durch einen, durch die Magnetisirungsspirale geleiteten Strom stark magnetisirt worden waren (so dass sie ein magnetisches Moment von 9556000 *H* besaßen, wo *H* die horizontale Intensität des Erdmagnetismus ist). Es konnte hiernach die Magnetisirung den Widerstand der Eisendräthe um nicht mehr als 0,0002 geändert haben.

Auch als sechs vierkantige Eisenstäbe wohl isolirt zwischen die Flächen eines Joule'schen Magnetes und seines Ankers geschoben wurden, und sie nun nach der Verbindung ihrer abwechselnden Enden durch Kupferdräthe in den Zweig *ac* der Wheatstone'schen Drathcombination eingefügt wurden, ergab sich keine Aenderung ihres Widerstandes, als nach Erregung des Magnetes ihnen eine gegen die Richtung des durch sie hindurchgeleiteten Stromes transversale Magnetisirung ertheilt worden war.

Auch Mousson¹⁾ hat nicht den geringsten Einfluss der Magnetisirung des Stahles durch Streichen auf sein Leitungsvermögen wahrgenommen. Ebenso wenig hat Wartmann²⁾ einen solchen Einfluss der Magnetisirung weder an magnetischen Körpern wahrnehmen können, noch auch an anderen Körpern, in denen der Einfluss des Magnetes eine deutlich sichtbare Drehung der Polarisationssebene hervorrief.

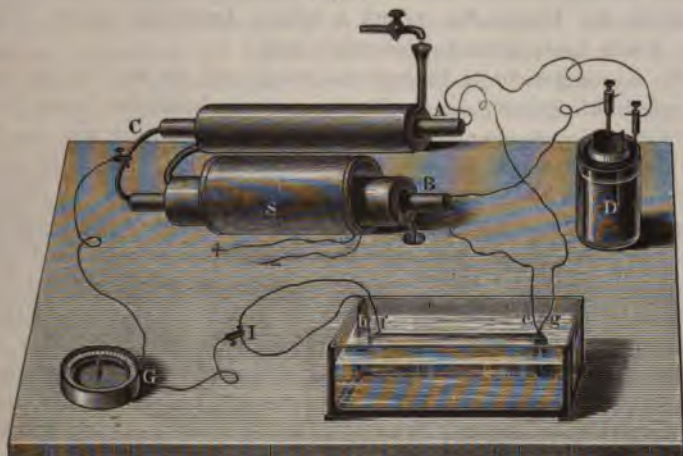
512 Um so beachtenswerther muss es erscheinen, dass W. Thomson³⁾ mit einem weniger empfindlichen Galvanometer und kürzeren Eisenstäben einen die Fehlerquellen bei Edlund's Versuchen übersteigenden Einfluss der Magnetisirung beobachtet hat.

Thomson bediente sich, wie Edlund, der Wheatstone'schen Stromverzweigung. Zwei 10 Zoll lange Eisenstäbe *A* und *B*, Fig. 219, wurden, mit Papier umwickelt, in zwei dünne Röhren von doppeltem Kupferblech geschoben, durch welche beständig ein Strom kalten Wassers circulirte. Die eine Kupferröhre war mit einer Magnetisirungsspirale *S* umgeben. Die beiden Stäbe wurden mit ihren einen Enden mit den Polen eines Daniell'schen Elementes *D*, mit ihren anderen Enden direct mit einander durch einen angelötheten Kupferdrath *C* verbunden. Von den Enden *A* und *B* verzweigte sich der Strom durch zwei gleiche Spiralen von Kupferdrath *ef* und *gh*, die neben einander auf einen dünnen, mit Seidenzeug bedeckten Kupfercylinder gewunden und in Terpentinöl gelegt waren. Ihre Enden *f* und *h* waren durch einen kreisförmigen Drath *I* mit einander verbunden. Die Enden der Leitungsdräthe eines Galvanometers *G* waren mit dem Drath *C* und durch eine verschiebbare

¹⁾ Mousson, Schweiz. Denkschriften 1855. Bd. XIV, S. 81*. — ²⁾ Wartmann, Arch. de Genève T. XIII, p. 35. 1850*. — ³⁾ W. Thomson, Phil. Trans. 1856, Vol. III, p. 737*.

Klemmschraube mit dem Drath *I* verbunden. Die letztere wurde so gestellt, dass die astatiche Nadel des Galvanometers nicht ausschlug. Als nun Drath *B* durch den durch die Magnetisirungsspirale geleiteten Strom von sechs Eisenelementen magnetisirt wurde, wich dieselbe von ihrer

Fig. 219.

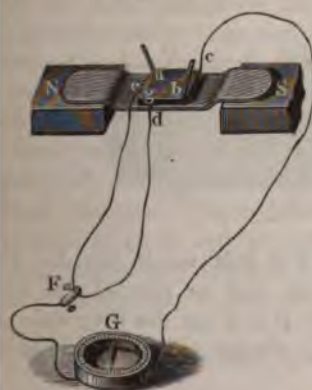


Lage ab, und die Klemmschraube auf Drath *I* musste verschoben werden, um die Nadel wieder in dieselbe zurückzuführen.

Gleichviel in welcher Richtung die Magnetisirung erfolgte, stets ergab sich, dass der Widerstand des Eisens bei seiner temporären Magnetisirung in der Richtung seiner magnetischen Axe um etwa $\frac{1}{3000}$ stieg.

Es wurden bei dem vorigen Versuche die Eisenstäbe durch 7 Fuss lange, $\frac{1}{8}$ Zoll breite Streifen von Eisenblech ersetzt, welche in Spirallindungen von etwa 6° Steigung um Messingröhren gewunden waren. Von letzteren waren sie durch Papier und unter einander durch zwischengelegten Bindfaden isolirt.

Fig. 220.



Auch hier zeigte sich eine Vermehrung des Widerstandes bei dem Herumleiten des Stromes um die eine Blechspirale, obgleich der durch dieselbe geleitete Strom fast einen Winkel von 84° mit der magnetischen Axe des Blechstreifens bildete, welche also nahezu transversal gegen die Längsrichtung desselben lag.

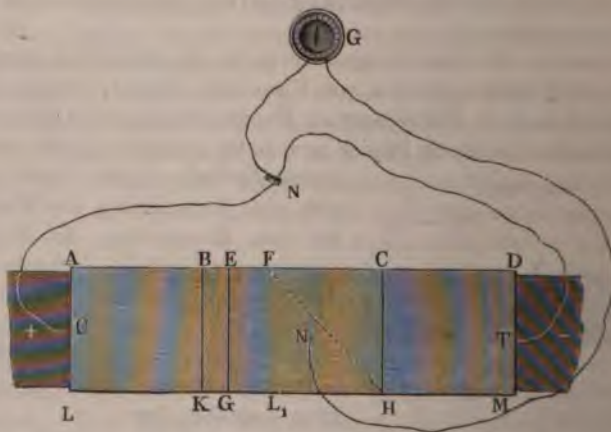
Um nun die verschiedene Veränderung des Widerstandes des Eisens bei der Magnetisirung in verschiedenen Richtungen zu vergleichen, wurden an ein dünnes Eisenblech von $1\frac{1}{2}$ Zoll im Quadrat, Fig. 220, in *a* und *b* dicke Kupf

elektroden gelöthet, ebenso in *c* ein zum Galvanometer *G* führender Drath, und dicht neben der Ecke *g* beiderseits die Enden *d* und *e* eines Drathes, auf dem eine Klemmschraube *F* sich verschob, die mit dem anderen Drathende des Galvanometers verbunden war. Die Platte wurde so lange befeilt, bis das Galvanometer beim Durchleiten eines Stromes mittelst der Elektroden *a* und *b* keinen Ausschlag zeigte, also die Linie *cg* eine Linie gleichen Potentials war.

Die so vorgerichtete Eisenplatte wurde auf ein mit Papier bedecktes Kupferblech gelegt, dessen Ränder auf die Polflächen eines Ruhmkorff'schen Elektromagnetes aufgelegt waren. Es wurde nun der Strom eines grossen Daniell'schen Elementes durch die Eisenplatte geleitet, durch welche sie bedeutend heiss wurde. Dennoch blieb die Nadel des Galvanometers auf Null. Wurde aber jetzt der Elektromagnet durch den Strom von sechs Eisenelementen erregt, gleichviel in welchem Sinne, so wich dieselbe aus, und die Klemme *F* musste verschoben werden, um sie wieder auf Null zu bringen. Die Linie gleichen Potentials hatte sich hier ein wenig der Linie *cb* genähert, so dass ihr zwischen *e* und *d* liegendes Ende etwa $\frac{1}{240}$ Zoll gegen *d* vorgerückt war. So ist also der Widerstand der Platte in der äquatorialen Richtung von *ea* nach *be* kleiner als der Widerstand in der axialen Richtung von *ae* nach *cb*. Aehnliche Erscheinungen ergaben sich an einer kreisförmigen Platte.

Dieses Resultat wurde noch in anderer Art nachgewiesen. An ein Kupferblech *K B C H*, Fig. 221, waren beiderseits Eisenbleche *A B L K*

Fig. 221.

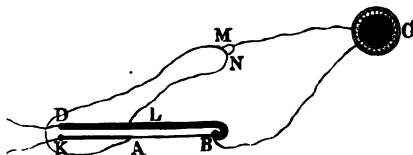


und *CHDM* gelöthet. Das Eisenblech *CHDM* wurde um die Linie *CH* nach unten um 180° umgebogen, so dass es parallel der Ebene *CHFL₁* lag. Sodann wurde das Blech *CHBK* um die Diagonale *FB* um 180° nach oben umgebogen, dass die Fläche *ALFH* parallel und

läche FHC sich befand, und endlich noch das Stück $ALEG$ die EG um 180° nach unten umgebogen, so dass das Eisen- LK gerade unter dem Blech $CHDM$ sich befand, jedoch so, ante LK der Kante CH parallel war. Die Bleche wurden er von einander getrennt erhalten und die Punkte U, N, T mit ometer G verbunden, wie es die Figur angiebt. Wurden nun te Elektroden die Kanten AL und DM mit den Polen der inden, so konnte man durch Verschieben der Klemme N er- uss die Nadel des Galvanometers auf Null stand. Wenn aber engelegte Blech flach auf das zwischen die Pole des Elektro- gelegte Kupferblech (siehe oben) gebracht wurde, so wich die und Klemme N musste verschoben werden, um sie auf Null hren. Hierdurch ergab sich, dass der Blechstreifen, in welchem in axialer Richtung zwischen den Magnetpolen floss, relativ ernen Widerstand besass, als der Streifen, in welchem er in r Richtung strömte.

rde endlich ein quadratisches Eisenblech AB , Fig. 222, zwi- Kupferblech KB und ein Bleiblech BD gelöthet, und durch diese Bleche in der

Fig. 222.



Richtung von K nach D ein sehr starker Strom geleitet. Der Punkt B wurde mit der einen Elektrode des Galvanometers verbunden, Punkt A mit einem Punkt L

streifens, so dass die Widerstände von KA und LD gleich waren. den zwei sehr nahe an einander liegende Punkte MN des Draht der anderen Elektrode des Galvanometers verbunden. Die N waren so gewählt, dass die Nadel des Galvanometers auf

Wurden aber die Blechstreifen auf das Kupferblech zwischen s Elektromagnetes gelegt, so dass die Richtung des Stromes in quatorialer Lage sich befand, der Eisenstreifen also transversal war, so wich die Nadel ab, und es zeigte sich dadurch, dass rstand des Eisenblechs in äquatorialer Richtung Magnetisirung abgenommen hatte.

beim Nickel hat W. Thomson zu zeigen versucht, dass beim en sein Widerstand in äquatorialer Richtung ab-, in axialer zunimmt. Namentlich letztere Erscheinung soll beim Nickel l so stark hervortreten, als beim Eisen¹⁾.

mehreren Versuchen Thomson's wäre es sehr wohl möglich, ziehung der Pole des Elektromagnetes rein mechanisch einen

Thomson, Inst. 1858, p. 243; Fortschritte der Physik. 1858, S. 356*.

Zug auf das zwischen ihnen liegende Eisenblech ausgeübt hätte, was es in axialer Richtung gedehnt und dadurch in äquatorialer Richtung zusammengedrückt worden wäre. Hierdurch könnte sich auch schon entgegengesetzte, aber doch nur secundäre Aenderung des Widerstandes nach den beiden Richtungen erklären.

313 Beetz ¹⁾ hat indess entschieden eine Zunahme des Widerstandes der magnetisirten Körper in der Richtung ihrer magnetischen Axe beobachtet, selbst wenn die, bei den Versuchen von Thomson'schen, secundären Einflüsse nicht wirkten. Die Widerstände (den §. 504 beschriebenen Versuchen verwendeten Dräthe wurden mittelbar nach Messung der Aenderung ihrer Länge durch eine Weston'sche Drathcombination bestimmt. Der Widerstand zweier solcher Zweige der Leitung verhielt sich wie 1 : 10; in die beiden Zweige war der zu untersuchende Eisendrath und ein Rheochord geschaltet; der Widerstand des Drathes wurde bis auf 0,0005 bei derselbe sodann magnetisirt und die Bestimmung wiederholt. Die Zunahme des Widerstandes war von der Spannung des Drathes unabhängig und fand statt, mochten sich die Dräthe beim Magnetisiren verkürzen oder verlängern; sie ergab sich auch, als in die vertical stehende Magnetisirungsspirale ein Eisendrath von 0,24^m Dicke eingesenkt wurde, dessen Enden schon zwei um 1390^{mm} von einander entfernten horizontalen Holzstäben 32mal hin und her gewunden war. Die untere Holzscheibe wurde in ihrer Mitte mit 10 Kilogr. belastet. Ebenso verhielten sich Eisendräthe von 1,3^{mm}, resp. 0,36^{mm} Durchmesser, die zu Bündeln von 100 und 142 einzelnen, durch Guttaperchapapier von einander getrennten Dräthen von 270 — 190^{mm} Länge zusammengelegt und, umgeben von einem Kühlrohr, in eine 230^{mm} lange Magnetisirungsspirale gewickelt waren. Der Widerstand nahm bei dem 1,3^{mm} dicken Drath kaum, bei dem 0,24^{mm} Durchmesser um $\frac{1}{3070}$, bei den Dräthen von 0,36^{mm} Durchmesser im Mittel um $\frac{1}{1680}$ zu, als sie etwa bis zum Maximum magnetisirt wurden.

Wurde ein besponnener Eisendrath von 47,5^m Länge und 0,36^{mm} Dicke in 332 Windungen, zur Vermeidung von Inductionsströmen, wechselnd nach der einen und anderen Richtung, um eine Glasplatte gewickelt und diese in die Magnetisirungsspirale eingeführt, so dass der Strom in derselben der Drath transversal magnetisirt wurde, so zeigte sich keine Widerstandsänderung. Hätte eine solche Aenderung von $\frac{1}{180000}$ betragen, so hätte man sie wahrnehmen müssen.

Der Grund dieser Erscheinungen ist nach Beetz vielleicht dadurch, dass durch die magnetische Anziehung der axial gerichteten Moleküle in der Leitung gewisse Atomgruppen sich einander nähern und sich von einander entfernen und so zwischen den ersteren und letzteren grössere Zwischenräume entstehen, welche dem Durchgang des Stromes einen grösseren Widerstand entgegenstellen.

¹⁾ Beetz, Pogg. Ann. Bd. CXXVIII, S. 202. 1886*.

darbieten. — Aehnlich ist z. B. der Widerstand eines mit gefüllten Glasrohres beim Magnetisiren in Folge der axialen Einwirkung der Eisenfeile kleiner, als vorher, namentlich wenn die Lagerung der Theile erleichtert wird ¹⁾.

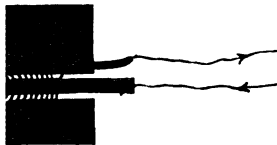
Und der abweichenden Resultate auf diesem Gebiete könnte es durch den Strom, welcher behufs der Widerstandsmessung an magnetisirten Körper geleitet wird, die magnetischen Moleküle gerichtet werden. Ist die magnetisirende Kraft sehr bedeutend, so wird diese Wirkung wegen der geringen Leitfähigkeit des durchgeleiteten Stroms schwach, so wird diese Wirkung wegen der hohen Leitfähigkeit des durchgeleiteten Stroms sehr hervortreten. Je nach dem Verhältnisse der Leitfähigkeiten des magnetisirenden und des durch die Körper geleiteten Stroms können die Versuche also verschiedene Resultate ergeben.

Die Eisenfeile ist viel empfindlicheres Reagens für geringe Structurveränderungen im Körper, als ihre Leitungsfähigkeit, ist ihr thermoelektrisches Verhalten.

Thomson ²⁾ hat eine Aenderung dieses Verhaltens bei der Magnetisirung nachgewiesen.

Er benutzte eine etwa 3 Zoll lange Spirale von 220 Windungen von Kupferdraht, die an einen etwa 2 Fuss langen, horizontalen Eisendrath geschnitten und mit einem Galvanometer verbunden waren. Der Eisendrath wurde in der Mitte durch eine Weingeistlampe erhitzt und die Spirale an einer wenig seitlich von der erhitzten Stelle angebracht. Wurde der Strom durch die Spirale geleitet, so wich die Nadel des Galvanometers nach der einen Seite ab, als die Spirale an der anderen Seite der erhitzten Stelle geschoben wurde. Es entstand ein Thermostrom durch die erwärmte Eisenspirale in der Richtung der magnetischen Axe vom unmagnetisirten Eisen zum magnetisirten Eisen. — Es wurde ferner eine Spirale von Eisenblechstreifen von $\frac{1}{4}$ Zoll Breite gewunden, deren Windungen durch zwischengelegte Bindfäden getrennt wurden. Das äussere Ende dieser Spirale wurde mit dem Galvanometer verbunden und an ihre flachen Seiten wurden die ungleichnamigen Pole einer starken Stahlmagnete, wie in der Fig. 223, gelegt, so dass

Fig. 223.



sie nur bis zur Mitte derselben Magnete reichten. Die auf beiden Seiten der Magnete befindlichen Theile der Eisenspirale wurden durch eine aufgelegte heisse und eine kalte Glasplatte auf verschiedene Temperaturen gebracht. Es entstand ein Strom, der durch die erhitzte Stelle in

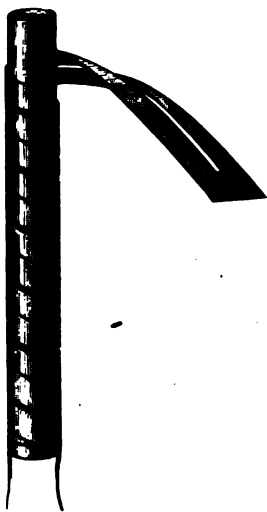
der Richtung senkrecht gegen die magnetische Axe von den

1. c. — ²⁾ W. Thomson, Phil. Trans. 1856. T. III, p. 722 u. fgde.*
n., Galvanismus. II.

stärker magnetisirten Stellen des Eisens zu den magnetisirten, von den Polen der Magnete entfernte

Es wurde endlich ein in der Mitte aufgeschlitzter, la blechstreifen, Fig. 224, spiralförmig um einen Holzcyylinder In denselben waren drei parallele, schraubenförmige Rinnen e in denen sich Kupferröhren befanden, die dem Schlitz und d des Blechstreifens gerade entsprachen. Der Holzcyylinder mit war mit Papier beklebt. Es wurden die Enden des Blechst dem Galvanometer verbunden, und Dampf durch die Kupferrö

Fig. 224.



unter dem Schlitz, kaltes Wasser Röhren geleitet, welche unter d Rändern des Blechstreifens lager vanometer gab nur einen schwachen an. Wurde aber über den Holzcy dem Blechstreifen eine Magnetisirung geschoben, welche den Blechstreifen magnetisirte, dass die magnetische Achse 45° gegen seine Längsrichtung geneigt so entstand ein Strom, der sich in beiden in der Richtung fortpflanzt. Der Abfall der magnetischen Achse nach heissen zur kalten Seite des Streifen entsprach, oder, wenn man ein Eisen ziehen würde, der, wie Theoretisch von dem transversal magnetisirten zum longitudinal magnetisirten durch die erhitzte Stelle hin

Drei Stahldrähte von $\frac{1}{18}$ " Dicke und 2" Länge wurden ferrelnd mit je einen Zoll langen Kupferdrähten zu einem langen Draht löthet. Durch eine kleine Magnetisirungsspirale wurden die abwechselnd (der erste, dritte, fünfte u. s. f.) Stahldrähte in entgegengesetzter magnetisirt, während die dazwischen liegenden Stahldrähte, längere, an die Enden des zusammengesetzten Drahtes gelöthet drähte unmagnetisch blieben.

Der ganze, so vorgerichtete Draht wurde auf ein flaches Brett gelegt, so dass die Stahldrähte auf den gegenüberliegenden Seite sich befanden. Die Enddrähte wurden mit dem Galvanometer verbunden. Wurde nun die eine Kante des Brettes in Oel von der Temperatur 100°C . getaucht, so entstand ein Strom vom unmagnetisirten magnetisirten Stahl durch die erhitzten Stellen.

Die Einführung des Kupfers zwischen die abwechselnd magnetisirt und unmagnetischen Stahldrähte kann keinen störenden Einfluss haben. Dasselbe Resultat ergab sich auch mit einem homogenen

an welchem einzelne Stellen durch Streichen magnetisirt, die zwischen den ungemagnetisirt geblieben waren.

Wurde der eine Schenkel eines Hufeisens von Nickel, dessen Länge Zoll, dessen Dicke $\frac{1}{2}$ Zoll betrug, durch eine Magnetisirungsspirale magnetisirt, und nach der Verbindung beider Schenkel mit dem Galvanometer die Biegung des Hufeisens durch eine Gasflamme erhitzt, während der andere Schenkel durch umliegende Wasserbäder kalt erhalten wurden, so gab sich ein Strom, der durch die erhitzte Stelle vom longitudinal magnetisirten Nickel zum schwächer magnetischen Nickel fließt, der also dem unter gleichen Verhältnissen beim Eisen erhaltenen entgegengesetzt sein sollte.

Es muss weiteren Untersuchungen vorbehalten bleiben, zu entscheiden, wie weit einige der hier mitgetheilten Beobachtungen etwa auf mechanischen, durch äussere elektromagnetische Kräfte bedingten Veränderungen der Torsion oder Biegung u. s. f. der Eisen- und Stahltheile beruhen.

VII. Erzeugung von Tönen bei der Magnetisirung.

Die mechanischen Bewegungen, in welche Eisen- und Stahlstäbe **515** durch die elektromagnetischen Vorgänge im Inneren etwaige besondere magnetische Einflüsse auf ihre Gestalt versetzt werden, können Veranlassung geben zur Erzeugung von Schwingungen oder Tönen.

Zuerst beobachtete Page ¹⁾, als er zwischen die Schenkel eines hufeisenförmigen Magnetes eine vertical stehende Spirale von überspanntem Kupferdrath von 40 Windungen brachte, dass jedesmal beim Schliessen und Öffnen des durch die Spirale hindurchgeleiteten Stromes ein Ton in dem Magnet entstand. Derselbe war beim Schliessen des Stromes stärker, als beim Öffnen. — Hierbei werden die Schenkel des Magnetes gegen die Spirale hingezogen oder von ihr fortgestossen und so in Schwingungen versetzt. — Ganz analog beobachtete Delezenne ²⁾ eine Erregung, als er zwischen den Schenkeln eines Hufeisenmagnetes einen Strommagnet rotiren liess. — Ebenso lässt ein zu einem Cylinder geformtes Eisenblech, welches in eine Spirale gesenkt ist, beim Öffnen und Schliessen des Stromes in letzterer einen Ton hören, indem es sich gleichmächtig stärker oder schwächer biegt und in Schwingungen geräth ³⁾.

Anderer Art ist die von Marrian ⁴⁾ beobachtete Tonerzeugung. Er benutzte Eisen- oder Stahlstäbe von 0,5 bis 20 Fuss Länge und 0,25 Zoll Dicke in der Axe einer Drathspirale. Wurde durch dieselbe

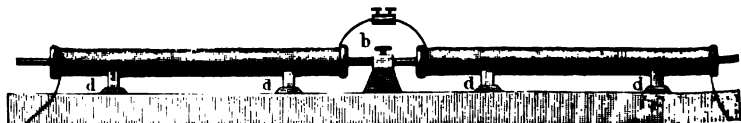
¹⁾ Page, Pogg. Ann. Bd. XLIII, S. 411. 1838*. — ²⁾ Delezenne, Bibl. univ. Sér. T. XVI, p. 406. 1838*. — ³⁾ Pogg. Ann. Bd. LXIII, S. 530. 1838*. — ⁴⁾ Marrian, Phil. Mag. Vol. XXV, p. 382. 1844*; Pogg. Ann. Bd. LXIII, S. 530.

ein Strom geleitet, so entstand in den Stäben ein Ton, welcher ihrem Longitudinalton entspricht.

Auch Matteucci ¹⁾ hat einen Eisendrath aufgespannt und über denselben eine auf eine Glasröhre von 8^{mm} Durchmesser gewundene Kupferdrathspirale geschoben. Der Drath war durch ein Gewicht von 4 Kilogrammen gespannt. Die Intensität des beim Schliessen, wie beim Oeffnen in der Spirale erzeugten Tones wuchs mit der Intensität des Stromes, die Höhe des Tones blieb dabei ungeändert; ebenso als das den Drath spannende Gewicht bis zu 16 Kilogrammen vermehrt wurde. Bei wiederholtem Oeffnen und Schliessen des Stromes durch ein Zahnrad nahm die Klarheit des Tones mit wachsender Schnelligkeit der Stromunterbrechungen zu, dann wieder ab. Wird der Stab mit zwei gleichen Spiralen umgeben, und durch beide der Strom in entgegengesetzter Richtung geleitet, so entsteht kein Ton. In einem Uförmigen Eisendrath entsteht gleichfalls ein Ton, wenn man beide Schenkel desselben mit Spiralen umgibt und den Strom hindurchleitet; dagegen nicht beim Annähern seiner Enden an die Pole eines starken Magnetes. Unter den gleichen Bedingungen erhält man auch mit einem mit Eisenfeile gefüllten Glasrohr Töne.

516 Sehr gut kann man nach Wertheim ¹⁾ diese Töne mit dem folgenden Apparat erzeugen. Ein Eisenstab von etwa 2 Meter Länge Fig. 225, wird in horizontaler Lage in der Mitte in einer auf einem Resonanzboden stehenden Klemme eingeschraubt.

Fig. 225.



Ueber beide Enden desselben schiebt man Glasröhren von etwa 90 Centimeter Länge, die mit Drathspiralen umwickelt sind, durch welche man einen galvanischen Strom in gleichem oder entgegengesetztem Sinne leiten kann. Aus diesen Glasröhren ragen die Enden des Stabes hervor.

Schliesst und öffnet man den durch die Spiralen geleiteten Strom, ertönt jedesmal im Eisenstab ein Ton, welcher dem Longitudinalton des Stabes entspricht, den man z. B. auch erhält, wenn man den Stab an seinen Enden reibt. Verschieden lange Stäbe von gleicher Eisensorte von 2, 1, 1,333 und 1 Meter Länge geben hierbei den Grundton, die Terz, Quint und Octave. Der Ton ist deutlicher und schärfer beim Oeffnen als beim Schliessen des Stromes, da ersteres plötzlicher erfolgt.

¹⁾ Matteucci, Archives. T. V, p. 389. 1845*. — ²⁾ Wertheim, Ann. de Chim. et de Phys. [3], T. XXIII, p. 302. 1848*; Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 43*.

Durchleiten eines durch einen Interruptor oftmals unterbrochenes durch die Spirale erhält man einen continuirlichen Ton, der dieselbe ist, wie der durch einmaliges Schliessen oder Oeffnen des erhaltenen.

Bestigt man an dem Ende des Stabes ein dünnes Messinghäkchen unter demselben im Moment des Oeffnens oder Schliessens des sirenden Stromes eine mit Kienruss überzogene Glasplatte entlang so kann man vermittelst des Mikroskops die auf letzterer gegebenen Curven beobachten, welche deutlich die Longitudinalschwingungen des Stabes anzeigen.

Querschnitt der Stäbe ist ohne Einfluss auf den durch die Magnetisirung erzeugten Ton.

Die magnetisirende Spirale kürzer (12 Ctm. lang für einen in der Mitte eines Resonanzboden eingespannten, 5^{mm} dicken, 126 Ctm. langen), so hört man bei den Stromunterbrechungen den Grundton des Stabes, wenn sich die Spirale an dem einen Ende des Stabes befindet; ist sie um $\frac{1}{3}$ der halben Stablänge von dem freien Ende entfernt, man die Quinte¹⁾.

Die den Stab umgebende Spirale aus zwei parallel nebeneinander liegenden Dräthen gebildet, welche in entgegengesetzter Richtung durchflossen werden, so ertönt bei der Unterbrechung desselben Stromes ein bestimmter Ton, da dann überhaupt keine magnetische und elektromagnetische Wirkung auf den Stab ausgeübt wird. Dagegen hört man den gleichen Ton, wenn die beiden, zu den beiden Seiten des Einklemmungsliegenden Hälften desselben von Spiralen umgeben sind, durch welche gleicher oder in entgegengesetzter Richtung unterbrochene galvanische Ströme geleitet werden, oder wenn nur durch die eine dieser Spiralen ein discontinuirlicher Strom geleitet wird.

Wird der Stab durch einen permanent um ihn herumgeleiteten Strom durchströmt, während zugleich der den Ton erzeugende Strom unterbrochen wird, so ändert sich die Höhe des Tones nicht; ein Beweis, dass die Abhängigkeit der Elasticität des Stabes bei der Magnetisirung zu geringfügig ist, um auf die betrachtete Erscheinung einen wesentlichen Einfluss auszuüben.

Legt der Stab nicht in der Axe der Spirale, so beobachtet man beim weniger rein hervortretenden Longitudinalton noch einen sehr schwachen Transversalton, hervorgebracht durch Querschwingungen des Stabes an den Wänden der Spirale hingezogenen Stabes, welche sich schon mit dem bloßen Auge wahrnehmen lassen (§. 506). Mit der Excentricität des Stabes nimmt die Weite, nicht aber die Schnelligkeit dieser schwachen Querschwingungen zu.

Stäbe von Stahl verhalten sich wie Eisenstäbe; Stäbe von nicht magnetischem Material geben keinen Ton.

¹⁾ vgl. Pogg. Ann. d. Chem. u. Pharm. Supplementbd. III, S. 129. 1864 u. 65.

netischen Metallen und anderen Stoffen, z. B. Glas, geben dagegen durchaus keinen Ton.

Eisen- und Stahldräthe, am besten angelassene Dräthe von $\frac{1}{2}$ bis 3^{mm} Dicke, welche auf einem Monochord zwischen einer Klemme und einem Wirbel so stark aufgespannt werden, dass sie beim schrägen Strichen mit dem Violinbogen deutlich den Longitudinalton geben, lassen bei der Magnetisirung durch eine sie umgebende, vom Strom durchflossene Spirale ebenfalls deutlich den Longitudinalton hören. Ist die Spannung der Dräthe schwächer, so ertönt neben demselben, namentlich bei dickeren Dräthen und häufigen Unterbrechungen des magnetisirenden Stromes, ein klirrendes Geräusch, welches wohl durch die transversale Ausbiegung der einzelnen, nicht in gerader Linie liegenden Theile des Drahtes bedingt ist. Sonst kann man an den Dräthen dieselben Erscheinungen beobachten, wie an den Stäben.

Eine Eisenblechplatte von 20 Centimeter Durchmesser, in der Mitte befestigt und dicht über der Oeffnung einer mit ihrer Axe vertical stehenden Spirale aufgestellt, gab bei dem Oeffnen und Schliessen des Stromes in letzterer glockenähnliche Töne, wie wenn man durch Herumdrehen eines Violinbogens um den Rand der Platte dieselbe in dreierlei Schwingungen versetzt hätte. Eine dünne Weissblechplatte senkt sich dabei mit ihren Rändern gegen die Spirale und hebt sich wieder beim Oeffnen des Stromes, so dass die Töne auch hier auf einer elektromagnetischen Bewegung der Platte beruhen, welche durch ihre ungleiche Elasticität und die ungleiche Entfernung ihrer Ränder von der Spirale unregelmässig werden und so zur Bildung von deutlichen Knotenlinien keine Veranlassung geben. Auch ändert sich die Lage der etwa durch Anstreichen auf der Platte gebildeten Knotenlinien von Sand bei dem Einfluss der Magnetisirung nicht.

517 Neben dem Longitudinalton der Stäbe, der schon bei einmaliger Magnetisirung derselben durch einen Strom und Unterbrechung des Stromes auftritt, beobachtet man noch bei wiederholter Unterbrechung des magnetisirenden Stromes ein klirrendes Geräusch, welches sich bei schnellen Unterbrechungen zu einem Ton ausbildet, dessen Schwingungszahl der der Stromunterbrechungen direct entspricht. Dieser Klirrton ist bei dünnen Stahlstäben viel weniger deutlich, der ursprüngliche Longitudinalton aber viel stärker und reiner, als bei Stäben von weichem Eisen. Diese Töne können schon bei sehr schnellen Unterbrechungen entstehen. Befestigt man, wie bei dem Telephon von Reiss ¹⁾, auf einem Schallloche versehenen Kästchen eine Membran, die ein dünnes Plättchen in ihrer Mitte trägt, und befestigt über dem letzteren ein mit einer Klemmschraube versehenes, metallenes Winkelstück

¹⁾ Reiss, s. Kuhn's Angewandte Elektrizitätslehre, Bd. II, S, 1020, 18*.

t das Blättchen berührende Spitze, so wird ein durch das Winkel-
 ck und das Blättchen gehender Strom bei dem Singen eines Tones vor
 n Schalloche in Folge der Oscillation der Membran ebenso oft ge-
 lossen, als der Ton Schwingungen hat. Leitet man nun den Strom
 ch eine, auf einem Resonanzboden befestigte, etwa 18 Ctm. lange, aus
 Lagen dünnen Kupferdrathes bestehende Spirale, in deren Axe eine
 ra 20 bis 30 Ctm. lange, durch zwei Lager an den Enden der Spirale
 durchgesteckte Stricknadel liegt, so lässt dieselbe den in das Schall-
 hineingesungenen Ton gleichfalls wie ein Summen ertönen.

Eine andere Art von Tönen entsteht nach Beatson¹⁾ und de la Rive²⁾ in Eisen- und Stahlstäben und Dräthen, wenn man sie in der
 en oder anderen Weise ausspannt und einen discontinuirlichen Strom
 ch sie hindurchleitet.

Wird ein Eisenstab, wie bei den §. 516 beschriebenen Versuchen, hori-
 tal in der Mitte befestigt, schraubt man an seine Enden Messinghäk-
 n, welche in Quecksilbernäpfe tauchen, und senkt in letztere die von
 Polen der Säule kommenden Leitungsdräthe, so hört man beim jedes-
 igen Oeffnen und Schliessen den Longitudinalton, der nicht mit dem
 bei erzeugten Geräusche des dabei entstehenden Funkens verwech-
 werden darf.

Bei gleicher Stromintensität vermindert sich die Stärke des Tones
 der Dicke des Stabes; ebenso wenn der Strom nur einen Theil des
 es durchläuft, von dessen Enden aus Messinghäkchen zu untergesetz-
 und mit den Polen der Säule verbundenen Quecksilbernäpfen führen.
 einem 2 Meter langen Stabe hört man schon den Ton, wenn das
 Strom durchflossene Stück nur 1 Decimeter lang ist. Je näher das
 ere Stück dem Einspannungspunkte des Stabes ist, desto schwächer
 l der Ton.

Ist der Stab nicht eingeklemmt, sondern frei beweglich, z. B. indem
 uf einem Schwimmer befestigt ist, so bemerkt man keine Verschie-
 g desselben beim Durchleiten des Stromes.

Stäbe von nicht magnetischen Metallen geben hierbei keine Töne.
 la Rive giebt das Gegentheil an; es sollen indess Kupfer-, Messing-,
 in- und Argentandräthe nur bei schwacher, Blei-, Zink- und Zinn-
 he nur bei starker Spannung einigermaassen starke Töne geben.)

Dräthe von Eisen und Stahl geben bei starker Spannung zwischen zwei
 amen, welche mit den Polen der Säule verbunden werden, die glei-
 Erscheinungen. Ein harter Eisendrath giebt hierbei einen schwä-
 en, ein weicher einen stärkeren Ton, als der beim Herumleiten eines
 mes um die Stäbe erzeugte ist; ein Stahldrath giebt einen sehr schwa-
 Ton³⁾.

¹⁾ Beatson, Electr. Mag. April 1846. Archiv de Genève. T. II, p. 113*. — ²⁾ De la Rive, Comp. rend. T. XX, p. 1287. 1845*; Pogg. Ann. Bd. LXV, S. 637*. —
 e la Rive, l. c.

Fliesst durch die Dräthe während des abwechselnden Durchflusses eines Stromes zugleich ein permanenter Strom, so ist der entstehende Ton in Folge der Verminderung der Elasticität durch die Erwärmung des Drahtes etwas tiefer.

Ist der Draht nicht stark angespannt, so ertönt in demselben ein trocknes Geklirr.

Man darf bei diesen Versuchen die Schliessung und Unterbrechung des Stromes nicht in der Weise vornehmen, dass man den Stab mit einem Leitungsdrath der Säule dauernd verbindet und dann direct mit dem anderen berührt. Man hört hierbei ein mehrere Secunden lang dauerndes Geklirr, dessen Tonhöhe von der Dicke des Stabes unabhängig ist. Der Ton ist wahrscheinlich indirect durch die Bildung des beim Berühren des Stabes mit dem Leitungsdrath entstehenden Funkens bedingt. Er ist am deutlichsten, wenn der zuletzt an den Stab gebrachte Draht dem positiven Pol der Säule verbunden ist.

Wird endlich ein Stab oder Draht zugleich durch einen heruntersinkenden Strom magnetisirt, und durch ihn ein Strom direct geleitet, so man ebenfalls Töne, welche sowohl durch die elektrodynamischen Wirkungen, als auch durch die besondere Wirkung des den Stab durchfließenden Stromes erzeugt sein können.

Ist der herumgeleitete, wie der durchgeleitete Strom unterbrochen, so hört man starke Längstöne.

Ist der erstere nicht unterbrochen, so hört man einen starken Ton, zuweilen dabei einen etwas tieferen Ton.

Ist der erstere unterbrochen, der durchgeleitete Strom stetig, so man in Stäben und dickeren Dräthen denselben Ton, bei dünneren Dräthen einen etwas tieferen Ton. Bei häufigen Unterbrechungen hört man zwei Töne, indem der der Schliessung entsprechende Ton etwas höher als der dem Oeffnen des Stromes entsprechende 1).

Abgesehen von den elektrodynamischen und elektromagnetischen Anziehungen, welche bei allen bisher beschriebenen Versuchen Schwingungsbewegung der Dräthe und Stäbe einleiten können, können sehr wohl die Umlagerungen der Moleküle, welche wir sowohl beim Durchleiten, als auch beim Herumleiten eines Stromes durch einen Stab beobachten, Schwingungsbewegungen veranlassen.

519 Eine von diesen Arten der Tonerzeugung abweichende Hervorbringung von Tönen hat de la Rive ²⁾ beobachtet. Er brachte an die Enden eines Stahl- oder Elektromagnetes Stäbe von 18 Zoll Länge und 9 Linien im Quadrat Querschnitt von verschiedenen Metallen, Eisen, Blei, Zink, Wismuth, und leitete durch sie den unterbrochenen S

1) Wertheim, l. c. — 2) De la Rive, Phil. Trans. 1847, Vol. I, p. 39^a, Ann. Bd. LXXVI, S. 270*; Archives des Sc. phys. et nat. T. XXV, p. 311. 1866*; Ann. Bd. CXXVIII, S. 452*; Annales de Chim. et Phys. [4], T. VIII, p. 305. 18

er Säule von 5 bis 10 Grove'schen Elementen. Die Stromunterbrechung konnte dabei durch einen selbstthätigen Quecksilbercommutator (die Beschreibung des Inductoriums) oder ein Zahnrad stattfinden. Die Stäbe liessen eine Reihe von Schlägen hören, die mit den Unterbrechungen des Stromes zusammenfielen oder zuweilen einige Secunden ansetzten. Die Lage der Stäbe vor den Polen ist gleichgültig, mochten dieselben mit der Verbindungslinie derselben zusammenfallen oder auf derselben senkrecht sein. — Man kann die Stäbe auch in die Axe einer vom Strom durchflossenen Spirale legen und erhält dieselben Erscheinungen.

Auch ganz dünne Platindräthe und Goldblättchen, die auf eine Glasplatte geklebt sind, ertönen beim Durchleiten eines discontinuirlichen Stromes zwischen den Magnetpolen; ebenso feine Pulver von Kupfer, Zink, Zinn und Antimon, welche in Glasröhren von 1 Ctm. Durchmesser geblasen sind. Ebenso tönen Röhren von Metall und Ringe und Spiralen aus Eisen beim gleichen Verfahren. Auch Quecksilber giebt Töne, wenn es in einer 10 Zoll langen, 1 Zoll weiten Röhre zwischen Platindräthen dem Durchfluss des Stromes ausgesetzt wird oder sich in einem offenen Troge befindet. Im letzteren Falle bemerkt man eine zitternde Bewegung auf der Oberfläche des Quecksilbers. Ja sogar ein mit Quecksilber gefülltes, ein Meter langes Kautschukrohr, dessen Enden in zwei mit Quecksilber gefüllten, mit den Drahtelektroden verbundene Flaschen tauchen, tönt, wenn man in der Mitte auf die Pole eines Elektromagnetes gelegt wird. — Auch Salzsäure oder verdünnte Schwefelsäure, welche in einer Platinschale auf den Polen des Elektromagnetes gesetzt wird, giebt bei Verbindung der einen und einer in die Flüssigkeit tauchenden Metallspitze mit den Polen der Säule und abwechselnder Unterbrechung des Stromes einen Ton.

Wird feines Coakspulver oder auch feines Pulver von Kupfer, Zink u. s. f. zwischen zwei auf eine polirte Glasplatte in einem Abstand von 15 Ctm. aufgeklebte Metallstreifen gebracht, und durch dasselbe der durch eine dünne Luftschicht von 5 bis 6^{mm} Druck geleitete, unterbrochene Inductionsstrom eines Ruhmkorff'schen Apparates geleitet, so dass hauptsächlich nur der einseitig gerichtete Oeffnungsstrom hindurchgeht, so ordnet sich das Pulver in einzelne, gegen die Richtung der Entladung senkrechte Streifen. Wird die Glasplatte auf den Pol eines Elektromagnetes gelegt, so geräth das Pulver in Oscillationen und man hört einen Ton, während kleine Funken zwischen den getrennten Theilchen circuliren. Auch wenn die Funken durch Anhäufung einer grösseren Pulvermenge in Form eines Daches vermieden werden, ertönt das Pulver und geräth an den Rändern Erschütterungen.

Diese Töne können nicht von den Funken herrühren, die beim Oeffnen und Schliessen des durch die Stäbe u. s. f. geleiteten Stromes in dem Unterbrechungsapparat erzeugt werden, da sie auch auftreten, selbst wenn der Interruptor in einem anderen Zimmer und einem anderen Stockwerke sich befindet. 520

Auch von einfachen elektromagnetischen Anziehungen und Abstossungen sollen sie nach de la Rive nicht wohl herrühren können, da gespannte und nicht gespannte und zu Spiralen gewundene Dräthe, ja selbst Bleidräthe und Quecksilbermassen den gleichen, der Zahl der Unterbrechungen entsprechenden Ton geben.

De la Rive glaubt deshalb, dass sich die Theilchen der Körper unter Einfluss eines Magnetes oder eines Stromes in gewisser Weise anordnen, und dass diese Anordnung beim Hindurchleiten eines Stromes oder Aufheben der Magnetisirung temporär geändert wird, um sich beim Öffnen desselben wieder einzutreten. — Es wäre indess doch noch zu untersuchen, inwiefern hierbei die elektromagnetischen Wirkungen des Magnetes auf die die Körper durchfliessenden Ströme secundäre Bewegungen ihrer Theile und somit auch Töne erzeugen können.

Der Ton, welchen de la Rive ¹⁾ erhielt, als er durch eine Spirale von überspannenem Kupferdrath einen discontinuirlichen Strom leitete, kann durch die Schwingungsbewegung bedingt sein, welche durch die Anziehung der einzelnen Windungen der Spirale gegen einander beim jedesmaligen Hindurchleiten des Stromes und die darauf folgende Rückkehr derselben in ihre Ruhelage beim Öffnen verursacht wird.

¹⁾ De la Rive, Compt. rend. T. XX, p. 1287. 1845*; Pogg. Ann. Bd. LV, S. 637*.

Fünftes Capitel.

Beziehungen des Magnetismus zur Wärme.

I. Einfluss der Temperaturänderungen auf den Magnetismus.

Wird ein temporär oder permanent magnetisirter Stab erwärmt oder 521 gekühlt, so ändert sich in jedem Falle sein magnetisches Moment.

Der temporäre Magnetismus des weichen Eisens nimmt bei Einwirkung gleicher magnetisirender Kräfte mit der Temperaturerhöhung zu einer bestimmten Grenze zu.

Es sind über diesen Punkt manche Versuche angestellt worden, bei denen man sich des Erdmagnetismus als magnetisirende Kraft bediente.

Für mässige Erwärmungen bis auf 100° hat Kupffer¹⁾ diese Erscheinungen untersucht. Eine Magnetnadel wurde an ungedrehten Seinfäden über der Mitte eines 0,496 Meter langen, weichen Eisenstabes von 0,03 Meter im Quadrat Dicke aufgehängt. Der Stab lag in der Richtung des magnetischen Meridians. Der Stab wurde durch ein Wasserbad auf 100° erwärmt und dann wieder auf die Lufttemperatur abgekühlt. Die Dauer n_1 von je 300 Schwingungen der Nadel ergab ein Maass für den jedesmaligen Magnetismus m des Stabes, nachdem vorher die Schwingungsdauer n der Nadel ohne Einfluss des Stabes bestimmt war. Es ist $m = \text{const.} (n^2 - n_1^2)$.

Bezeichnet man mit m_1 m_2 m_3 die Magnetismen des Stabes bei der Lufttemperatur, mit μ_1 μ_2 dieselben bei 100° , so ergab sich aus den Versuchen:

bei $16,25^{\circ}$	bei 100°
$m_1 = m_1$	$\mu_1 = 1,1291 m_1$
$m_2 = 1,01939 m_1$	$\mu_2 = 1,01939 m_2$
$m_3 = 1,037754 m_2$	

¹⁾ Kupffer, Kastner's Arch. Bd. VI, S. 194. 203. 1825°.

Es ist hiernach der temporäre Magnetismus des weichen Eisens bei höheren Temperaturen grösser, als nach dem Erkalten.

522

Indess gilt dieser Satz nur bei der ersten Erwärmung des Eisens. Nach einigen von mir angestellten Experimenten, bei denen Eisenstäbe von 237^{mm} Länge und 13,2^{mm} Dicke, welche in eine Zinkblechröhre eingelegt waren, ganz wie es §. 309 beschrieben ist, in eine Magnetisirungsspirale eingeschoben wurden, die vor einem magnetisirten Stahlspiegel aufgestellt war, nimmt stets bei der ersten Temperaturänderung das temporäre Moment der Eisen- und Stahlstäbe zu, gleichviel, ob die Stäbe während des Magnetisirens die Lufttemperatur (16,5° C.) hatten und dann durch einen durch das Blechrohr geleiteten Dampfstrom auf 100° erhitzt wurden, oder ob sie bei 100° magnetisirt und dann durch einen Strom kalten Wassers abgekühlt wurden. — Bei wiederholten Erwärmungen und Erkältungen zwischen 20 und 100° änderte sich das Moment nur noch sehr wenig; es war bei den niederen Temperaturen ein wenig grösser als bei den höheren, indess etwa nur um 1/2 Procent.

Bei weichen und glasharten, temporär magnetisirten Stahlstäben gestaltet sich die Erscheinung bei wiederholtem Erwärmen und Abkühlen ein wenig anders. Bezeichnen M_0 M_{100} M'_0 M'_{100} die nach einander bei den Temperaturen 0 und 100° beobachteten temporären Momente, $J + M$ ihre Momente mit Einschluss des Momentes der Magnetisirungsspirale, so ergab sich bei meinen Versuchen 1):

I. Glasharter Stahlstab.

a) Bei 0° magnetisirt.

$t =$	0°	100°	0°	100°	0°	100°	0°	100°
$J + M =$	338,8	384	381,5	395,5	390,5	401	395,5	405
$t =$	0°	100°	0°	100°	0°			
$J + M =$	398,5	407,5	401	410,5	403,5			

b) Bei 100° magnetisirt.

$t =$	100°	0°	100°	0°	100°	0°	100°	0°
$J + M =$	413,5	418,2	430	423,5	433,2	426	435	428,5
$t =$	100°	0°	100°	0°				
$J + M =$	437,5	430,2	439,5	432,2				

1) G. Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. CXXII, S. 346. 1864*.

II. Weicher Stahlstab.

a) Bei 0° magnetisirt. $J = 94,3$.

$t =$	0°	100°	0°	100°	0°	100°	0°
$J + M =$	295	327	326	332,5	330	335	332

b) Bei 100° magnetisirt.

$t =$	100°	0°	100°	0°	100°	0°
$J + M =$	361,2	370,6	378,5	376,2	381	377,5

III. Sehr weicher, oft ausgeglühter und langsam erkalteter Stahlstab.

1) Bei 0° magnetisirt. $J = 120$.

$t =$	0°	100°	0°	100°	0°	100°	0°
$J + M =$	402	433	437,5	438,5	442,5	441,8	445
$t =$	100°	0°	100°	0°			
$J + M =$	444	447	446	449			

In der folgenden Tabelle entsprechen die Werthe M_0 , M_{100} , M'_0 den Stäben bei 0° ertheilt und bei dieser Temperatur und darauf 100° und 0° beobachteten temporären Magnetismen, die Werthe N_0 , N_{100} , N'_0 den temporären Magnetismen derselben nach 15maligem Ermen auf 100° und Abkühlen auf 0°.

	M_0	M_{100}	M'_0	N_0	N_{100}	N'_0
Glasharter Stahlstab . . .	—	306	291,5	291,5	309	291
Oft ausgeglühter, sehr weicher Stahlstab Nr. 1 . . .	298	320	323	325,5	324	326
Desgl. Nr. 2	282	313	317,5	329,2	326,8	330

Wurde durch die Magnetisirungsspirale ein Strom geleitet, welcher sich den Magnetspiegel um etwa 425° ablenkte, und nun die Röhre Zinkblech ohne Magnetkern in dieselbe eingelegt, und abwechselnd auf von 100° und Wasser von 0° durch die Röhre geleitet, so änderte auch nach längerer Zeit des Einleitens die Ablenkung des Spiegels sich sichtlich; ein Beweis, dass nicht etwa durch Veränderungen der Intensität in Folge der durch die Erwärmung bewirkten Zunahme Widerstandes der Spirale die Unterschiede der Werthe N_0 und N_{100} eingeht wurden.

Wurden die Stäbe nach einander Strömen von verschiedener Intensität J ausgesetzt und wurde ihr magnetisches Moment M_0 , M_{100} bei den Temperaturen 0 und 100° beobachtet, so ergab sich:

I. Harter Stahlstab, bei 0° magnetisirt.

J	M_0	M_{100}	M'_0	$\frac{M_{100}}{M_0}$
61,2	98,4	117,4	112,6	1,20
88,4	133,8	165,4	158,4	1,24
129	198	244	235,2	1,23
163,7	263,8	317	303	1,25

II. Weicher Stahlstab, bei 0° magnetisirt.

67	127,5	151	148	1,184
85,1	173,4	198,4	194,8	1,144
111,3	238,7	271,7	267,2	1,140
138,5	312,5	351,7	345,7	1,125

III. Weicher Stahlstab, bei 0° magnetisirt.

32	64	79,5	82	1,24
53	121,8	137,8	140,3	1,13
81	199,5	222,5	227	1,11
106	275,5	303	308,3	1,10

IV. Sehr weicher Stahlstab, bei 0° magnetisirt.

33,5	61,5	76	79,5	1,23
56,5	122	139,5	142	1,14
88	200,5	224,5	230,2	1,12
118	282	313	317,5	1,11

523 Aus diesen Versuchen folgt:

Ein bei einer beliebigen Temperatur temporär magnetisierter Stab gewinnt bei der ersten Temperaturänderung jedesmal an tem-
 rem Magnetismus, mag dieselbe nun in einer Erwärmung oder ein-
 kühlung bestehen. Bei wiederholten Temperaturänderungen und b
 Rückkehr auf die Anfangstemperatur ist noch längere Zeit ein ganz
 sames Wachsen des temporären Magnetismus bemerkbar.

Nach sehr häufig wiederholten Temperaturänderungen wird
 Magnetismus der Stäbe bei der Rückkehr auf dieselbe Temperatur
 und mehr constant. Dabei verhalten sich sehr harte und weiche S

sie verschieden. Erstere zeigen bei den höheren Temperaturen ein grösseres temporäres magnetisches Moment, als bei niederen, letztere dagegen besitzen bei niederen Temperaturen ein grösseres Moment.

Dieser Unterschied lässt sich auch schon bei den ersten Temperaturänderungen neben der dabei erfolgenden allmählichen Zunahme des temporären Magnetismus erkennen.

Bei wachsender Intensität der magnetisirenden Ströme, also auch bei ursprünglichen temporären Magnetismus der Stäbe, nehmen die durch Temperaturänderungen hervorgerufenen Änderungen des temporären Magnetismus zu. Soweit sich aus den vorliegenden Versuchen erkennen lässt, sind dieselben beim harten Stahl innerhalb gewisser Grenzen so ziemlich dem ursprünglichen Magnetismus bei 0° proportional, beim weichen Stahl wachsen sie etwas langsamer, als dieser Proportionalität entspricht.

Hiermit hängen auch einige Beobachtungen von Faraday ¹⁾ zusammen, bei denen er Eisen- oder Kobaltstäbchen in einem auf verschiedene Temperaturen erwärmten Bade von Olivenöl zwischen die Pole eines Magneten hängte und jedesmal die Torsion des sie tragenden Fadens bestimmte, welche erforderlich war, um sie um 180° herumzuwerfen. Diese gab ein Maass für die magnetischen Momente. — Bei dem Eisenstabe zeigte sich zwischen 0 und 140° kaum eine Abnahme, bei einem Nickelstabe eine langsame Abnahme der Magnetisirung. — Bei dem Kobaltstabe gab sich nach dem Erhitzen eine Zunahme, beim Erkalten eine Abnahme des Magnetismus, so jedoch, dass der Stab dann noch eine permanente Zunahme an Magnetismus von etwa $\frac{1}{13}$ behielt. Wurde der Stab umgekehrt, so war die frühere schwächere Magnetisirung hergestellt.

Die Einwirkung bedeutenderer Temperaturerhöhungen auf einen durch den Erdmagnetismus temporär magnetisirten Stab ist schon vor längerer Zeit durch Scoresby ²⁾ beobachtet worden. Er fand, dass eine vertical gehaltene, rothglühende Eisenstange die Declinationsnadel stärker ablenkt als eine kalte, und Eisenstäbe, welche am einen Ende erhitzt werden, durch den Erdmagnetismus an diesem Ende stärker temporär magnetisch werden, als am anderen.

Verschiedene Eisensorten verhalten sich hierbei verschieden. So bemerkte Scoresby, dass zwei in der Richtung der Inclinationsnadel aufgestellte Stäbe von Gusseisen und Schmiedeeisen von 25 Zoll Länge und $\frac{1}{4}$ Zoll im Quadrat Querschnitt oder drei Stäbe von weichem Eisen, weichen und hartem Stahl eine ihren Enden gegenübergestellte Declinationsnadel im Mittel folgendermaassen ablenkten:

¹⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. XXX, §. 3424, 1855*. — ²⁾ Scoresby, Edinb. Transact. Ser. IX, p. 254; Pogg. Ann. Bd. X, S. 49. 1827*; Gehler's Wörterb. Bd. VI [2], 340*.

	kalt	weissglühend	dunkelroth
Gusseisen	21°30'	0	62°
Schmiedeeisen ..	40°0'	0	55°
Weiches Eisen ..	15°10'	0	41°11'
Weicher Stahl ..	11°8'	0	48°
Harter Stahl ...	8°0'	0	47°30'

Beim harten Stahl vermehrt also die starke Erwärmung am meisten das temporäre Moment.

Bei noch höheren Temperaturen verschwindet dagegen die Fähigkeit der Körper, temporär magnetisch zu werden; wie dies auch schon von älteren Physikern beobachtet worden ist¹⁾. — So soll nach E. Becquerel²⁾ der temporäre Magnetismus des weichen Eisens bis zur dunklen Rothgluth nur um etwa $\frac{4}{100}$, der des Gusseisens und Stahls dagegen stark zunehmen, so dass sie alle nahe der Kirschrothgluth gleiche Magnetisirbarkeit besitzen. Der Magnetismus dieser Stoffe soll dann bei der Kirschrothgluth verschwinden, der des Nickels etwa bei 400° (nach Faraday bei etwa 340° C.³⁾, nach Pouillet⁴⁾ ebenfalls bei 350° C.); der des Kobalts in der Weissgluth, so dass also der temporäre Magnetismus des Kobalts noch bei Temperaturen zunehmen würde, bei denen der des Eisens und Nickels schon verschwunden ist. Aehnlich wie die kohlenhaltigen Eisensorten unter einander, sollen sich auch die kohlenhaltigen Nickel- und Kobaltsorten verhalten. — Der Magnetismus des Magneteisensteins wächst bis zur Rothgluth, bei welcher er indess verschwindet, wie schon die älteren Physiker wussten.

Indess selbst bei sehr hohen Temperaturen scheint das Eisen noch Spuren von Magnetisirbarkeit zu bewahren. So wurde nach Matteucci⁵⁾ Gusseisen, welches in einer kleinen, an dem Ende eines Stäbchens von Kalk gegrabenen Höhlung durch die Hydrooxygengasflamme geschmolzen war, noch von den Polen eines starken Magnetes angezogen. Der Magnetismus soll indess nur $\frac{1}{15,000,000}$ (?) von dem des Eisens bei gewöhnlicher Temperatur sein.

Hat man einen Eisen- oder Stahlstab zum Weissglühen erhitzt und kühlt ihn sodann ab, so erhält er die Fähigkeit wieder, temporär magnetisirt zu werden, z. B. durch den Erdmagnetismus. Gewöhnlich ist dann die temporäre Magnetisirung nach dem Glühen stärker als vor demselben⁶⁾, da das Eisen durch das Glühen weicher geworden ist.

1) Vergl. Gilbert, De magnete; Brugmans, Philos. Versuche über die magnet. Materie. Deutsch v. Eschenbach. Leipzig 1784, S. 13. Anm.; Cavallo, Abhandlung vom Magnet, S. 191. — 2) E. Becquerel, Compt. rend. T. XX, p. 1705. 1845°. — 3) Faraday, Phil. Mag. Vol. VIII, p. 177. 1836; Exp. Res. Vol. II, p. 218°. Vol. III, p. 444°. — 4) Pouillet, Traité de Physique. T. II, p. 89. — 5) Matteucci, Compt. rend. T. XXXVI, p. 740. 1853°. — 6) Seebeck, Pogg. Ann. Bd. X, S. 47. 1827°.

näheren Untersuchung dieses Verhaltens stellte Seebeck (l. c.) an dem Ende eines in ostwestlicher Richtung liegenden, $26\frac{1}{4}$ Zoll 1 Quadratzoll dicken Eisenstabes eine Magnetnadel gegenüber dem anderen Ende einen Magnet, der den Eisenstab magnetisirte.

Ablenkung der Nadel betrug:

- | | |
|--------------------------------------|-----|
| 1) Ohne Eisenstab | 17° |
| 2) Eisenstab kalt | 64° |
| 3) Eisenstab weissglühend | 17° |
| 4) Eisenstab dunkelroth, Zunahme bis | 77° |
| 5) Eisenstab abgekühlt | 75° |

schon das Aufhören des temporären Magnetismus bei der Weiss- 525
 er treten zuweilen eigenthümliche Erscheinungen auf.

So z. B. ein weissglühender Eisenstab in der Mitte mit einer
 von Kupfer gefasst und in verticaler Lage neben eine Magnetnadel
 , so kühlt er sich in der Mitte zuerst ab und wird durch den
 Magnetismus magnetisch. Dicht unter der Zange ist der Stab nord-
 magnetisch, dicht darüber süd magnetisch, unterhalb und oberhalb noch
 nord magnetisch. Erst bei weiterem Abkühlen breitet sich dann der Nord-
 magnetismus allmählich nach unten, der Süd magnetismus nach oben aus.
 Bei einer weissglühenden Eisenstange dagegen von den Enden aus
 nach der Mitte abgekühlt, so erscheint der Magnetismus zuerst an
 den Enden, welche sich wie zwei getrennte Magnete verhalten. Die
 Stange zeigt so vier Pole, bis sie auch in der Mitte kälter geworden ist.
 Auf diese Weise kann es kommen, dass eine an einer Stelle der oberen Hälfte
 der Stange gegenüber gestellte Magnetnadel zuerst anzeigt, dass an der
 gegenüberliegenden Stelle die Stange nord magnetisch, und später, wenn sich die
 Stange weiter abkühlt, dass sie daselbst süd magnetisch ist. — Diese
 Umkehrung der Polarität in weissglühenden Stangen ist zu-
 Barlow und Bonnycastle¹⁾ beobachtet, aber erst von See-
 beck gedeutet worden.

diese Erscheinungen scheinen sich auch einige von Mauri- 526
 beobachtete Erscheinungen zurückführen zu lassen, nach denen im
 kühlen Eisen, welches in eine Magnetisirungsspirale eingeschlo-
 sen ist, der Magnetismus zuerst sehr plötzlich ansteigt und dann all-
 mählich zunimmt. Beim Gussstahl, in geringerem Grade auch beim Guss-
 eisen derselbe bald stationär und steigt dann wiederum plötzlich,
 aber langsamer, wie anfangs, auf einen zweiten Punkt, den er

Barlow u. Bonnycastle, Phil. Trans. 1822, p. 118*; Gilb. Ann. Bd. LXXIII,
 vgl. auch Ritchie, Quarterly Journal of Science Nr. 5 u. 6, p. 288; Pogg.
 IV, S. 150. 1828*. — ²⁾ Mauritius, Pogg. Ann. Bd. CXX, S. 385. 1863*.
 Pogg. Ann., Galvanismus. II.

nicht wieder verlässt. — Bei dem sehr schnell erfolgenden Sinken der Temperatur der Stäbe von der Weissglühhitze an wird jedenfalls der den Molekülen eigenthümliche Magnetismus sehr schnell wachsen, und sich dadurch ein ziemlich plötzliches Auftreten des Magnetismus zeigen. Die Abkühlung der Stäbe wird aber wesentlich zuerst von ihren Enden ausgehen. Sie stellen dann gewissermaassen zwei Magnete dar, welche in der Mitte durch ein lebhaft weissglühendes, fast unmagnetisches Stück getrennt sind. Indem die Erkaltung langsam gegen die Mitte fortschreitet, wachsen die magnetisierbaren Enden der Stäbe; das Moment der letzteren steigt nur allmählich, bis endlich die Erkaltung so weit vorgeschritten ist, dass die beiden magnetischen Enden der Stäbe nahe zusammentreten und auf einander magnetisierend einwirken. Dann wird hierdurch eine schnellere Zunahme der Magnetisirung eintreten, und nachher dieselbe bei weiterem Erkalten des nun einen Magnet darstellenden Stabes wieder langsamer ansteigen.

Bei dem weichen Eisen tritt bei den Versuchen von Mauritius diese Anomalie nicht hervor, sondern nach dem einmaligen Auftreten bei dem ersten Erkalten nimmt die Magnetisirung ab; möglicher Weise in Folge einer Abnahme der Intensität des magnetisirenden Stromes. Doch wären hierüber wohl weitere Versuche anzustellen.

527 Auf denselben Ursachen beruhen einige Beobachtungen von Gore¹⁾. Umgab er einen horizontalen Eisenstab am einen Ende mit einer Magnetisirungsspirale, am anderen mit einer, mit dem Galvanometer verbundenen Inductionsspirale, so schlug die Nadel des letzteren beim Schliessen des durch die erste Spirale geleiteten Stromes jedesmal um etwa 14 bis 16° aus. Wurde der Stab aber in der Mitte zum Rothglühen erhitzt, so nahm der Ausschlag auf 4° ab. Wird ein Eisenstab ebenso an den einen Pol eines Stahlmagnetes gelegt, und das andere Ende mit der Inductionsspirale umgeben, so bemerkt man beim Erwärmen der Mitte des Stabes bis zum Rothglühen einen Inductionsstrom, der eine Abnahme, beim Erkalten einen Strom, der eine Zunahme des Magnetismus anzeigt, und der plötzlich beim Erkalten ansteigt, um nachher zu verschwinden, so dass also der Magnetismus des Stabes hierbei ziemlich plötzlich anwächst. Wird ein Stahlstab an Stelle des Eisenstabes angewendet, so bemerkt man beim Erhitzen etwas unter der Rothglühhitze einen plötzlich entstehenden Inductionsstrom, sodann bei mässiger Rothgluth noch einen zweiten, der eine Abnahme des Magnetismus anzeigt. Beim Abkühlen ergiebt sich wiederum erst ein Inductionsstrom, der eine schwache Zunahme des Magnetismus anzeigt, dann bald ein zweiter stärkerer in gleichem Sinn; endlich beim Abkühlen mit Wasser ein neuer schwacher Strom. Nickel-

¹⁾ Gore, Phil. Mag. [4] Vol. XXXIX, p. 170. 1870*; Arch. des Sc. phys. et nat. Nouv. Sér. T. XI, p. 77. 1871*.

geben ebenfalls mehrere, indess weniger deutliche Spuren plötz-molekularer Aenderungen in gleichem Sinne.

er im harten Eisen und Stahl, so wie auch in den natürlichen 528
ten nach dem Aufhören der magnetisirenden Kraft zurückbleibende
nente Magnetismus wird gleichfalls durch die Temperaturände-
rungen verändert ¹⁾.

zunächst vernichtet eine starke Temperaturerhöhung den permanen-
magnetismus sowohl des Magneteisensteins ²⁾, als auch des Stahls dauernd,
von von älteren Beobachtern gefunden worden ist ³⁾.

Der permanente Magnetismus des Stahls soll nach Faraday schon
bei der Temperatur des siedenden Mandelöls, und zwar ziemlich plötz-
lich verschwinden. Verschieden harte Stahlsorten brauchen hierzu indess
verschiedene Temperatur. Magneteisensteine verlieren gerade
unter der Glühhitze ihren permanenten Magnetismus. — Es ver-
liert also der permanente Magnetismus der magnetischen Körper
mit der Temperatur als ihre Fähigkeit, temporären Magnetismus an-
zunehmen.

Auch bei geringeren Temperaturänderungen tritt mit der
Temperaturerhöhung im Allgemeinen eine Abnahme des perma-
nenten Magnetismus ein.

Schon Canton ⁴⁾ beobachtete diese Abnahme, als er einer Bussole
Magnetstab von Nordost her so weit näherte, dass die Nadel der
Bussole um 45° aus dem magnetischen Meridian abgelenkt wurde. —
Als der Magnet durch ein auf ihn gestelltes und mit heissem Wasser
erwärmtes Messinggefäß erwärmt, so fiel die Ablenkung auf 44 1/4°. Auch
wenn gleicher Magnet der Nadel von Nordwest genähert wurde, so dass
die vereinten Wirkung der beiden Magnete die Nadel in ihrer Gleich-
richtungs-lage blieb, schlug sie, als der eine Magnetstab erwärmt wurde,
durch die überwiegende Wirkung des anderen aus.

Auch Hallström ⁵⁾ fand, als er dem Nordpol einer frei aufgehäng-
ten Magnetnadel von Osten her den Nordpol oder von Westen her den
Südpol eines Magnetes näherte und nun den letzteren erhitzte, dass sich
durch den Magnet verursachte Ablenkung der Nadel verringerte und
nachdem sie sich wieder vermehrte, und dass sie bei einer Abkühlung
die Temperatur der Magnetisirung grösser wurde, als vor dem
Erwärmen.

Barlow u. Bonnycastle, Phil. Trans. 1822, p. 118*; Gilb. Ann. Bd. LXXIII,
S. 288; vergl. auch Ritchie, Quarterly Journal of Science Nr. 5 u. 6, p. 288; Pogg.
Ann. Bd. XIV, S. 150. 1828*. — ²⁾ Boyle, Mém. de l'acad. 1706, p. 131*; Savery,
Phil. Trans. 1730, p. 314*; Gilbert, De magnete. — ³⁾ P. Erman, Pogg. Ann.
Bd. III, S. 493. 1831*; Faraday, Phil. Mag. Vol. VIII, p. 177. 1836*; Exp. Res.
p. 218*; Pogg. Ann. Bd. XXXVII, S. 423*. — ⁴⁾ Canton, Phil. Trans. 1759,
p. 175. — ⁵⁾ Hallström, Gilb. Ann. Bd. XIX, S. 290. 1805*. Wir betrachten
hier nur die für die Theorie des Magnetismus wichtigen Wirkungen der Temperaturer-
höhungen und übergehen deshalb die vielen einzelnen Versuche über den Einfluss der-
selben auf die Momente der Magnete, welche namentlich zum Zweck der Bestimmungen
des Erdmagnetismus angestellt wurden.

Es sollte hiernach sowohl die anziehende, wie die abstossende Kraft des Magnetismus durch die Erwärmung verringert werden.

529 Es sind jedoch bei der Einwirkung der Temperaturänderungen auf den permanenten Magnetismus der Magnete zwei verschiedene Einflüsse, ein dauernder und ein vorübergehender, zu unterscheiden.

Bei den Versuchen über diesen Gegenstand muss man sorgfältig darauf achten, ob der der Untersuchung unterworfenen Magnetstab nur in einer bestimmten Richtung magnetisirt worden ist, oder ob er schon einmal einen bestimmten permanenten Magnetismus erhalten hat und dann vielleicht entgegengesetzt magnetisirt worden ist. — Das Verhalten beim Erwärmen ist hiernach wesentlich verschieden.

Bei manchen älteren Versuchen kann man nicht beurtheilen, wie weit diese Eigenthümlichkeit berücksichtigt worden ist, und hat deshalb keinen genauen Maassstab über den Werth der erhaltenen Resultate.

530 Wir betrachten zunächst das Verhalten eines Stahlstabes, welcher nur in einer bestimmten Richtung magnetisirt worden ist.

Erwärmt man einen solchen, bei einer bestimmten Temperatur permanent magnetisirten Stab, so vermindert sich sein Magnetismus. Wird der Stab auf die frühere Temperatur abgekühlt, so gewinnt der Magnetstab wieder einen Theil des verlorenen Magnetismus. Jedoch kehrt er nicht vollständig in seinen früheren magnetischen Zustand zurück. Er hat also einen dauernden Verlust an Magnetismus erlitten. — Wird der Stab noch einmal erwärmt, so verliert er von Neuem Magnetismus und erhält beim Abkühlen wiederum einen Theil des Verlustes. Indess ist auch hier noch ein dauernder Verlust an Magnetismus bei der Rückkehr auf die Temperatur, bei welcher er magnetisirt wurde, bemerklich. Bei wiederholtem Erwärmen und Abkühlen verkleinern sich die dauernden Verluste immer mehr, so dass zuletzt der Stab zu einem constanten Zustand gelangt, bei welchem er durch Erwärmen nur noch einen vorübergehenden Verlust an Magnetismus erleidet, beim Abkühlen aber völlig den verlorenen Magnetismus wieder erhält.

Einige Versuche über diesen Gegenstand sind von Kupffer¹⁾ in genau derselben Weise, wie die in §. 521 beschriebenen Versuche, angestellt worden, nur dass an Stelle des Eisenstabes ein Stahlstab angewendet wurde, dessen Pole denen der darüber schwingenden Magnetnadel entweder gleich oder entgegengerichtet waren. Es subtrahirte oder addirte sich so die Wirkung des Magnetismus des Stahlstabes zu der des Erdmagnetismus. Der ursprüngliche Magnetismus m_1 des Stabes, so wie sein Magnetismen μ_1, m_2, μ_2, m_3 bei wiederholtem Erwärmen auf 100' an

¹⁾ Kupffer, Kastner's Archiv, Bd. VI, S. 185. 1825*.

den auf die Zimmertemperatur berechneten sich ganz wie in
l. — Es ergab sich unter Anderm:

I. Harter Stahlstab lang, 0,018 ^m breit, 0,003 ^m dick		II. Harter Stahlstab 0,5 ^m lang, 0,015 ^m breit, 0,004 ^m dick	
bei 16,25° C.	bei 100° C.	bei 16,25° C.	bei 100° C.
m_1	$\mu_1 = 0,85467 m_2$	$m_1 = m_1$	$\mu_1 = 0,90745 m_2$
$= 0,93673 m_1$	$\mu_2 = 0,79512 m_3$	$m_2 = 0,71438 m_1$	$\mu_2 = 0,88973 m_3$
$= 0,94239 m_2$	$\mu_3 = 0,91148 m_4$	$m_3 = 0,9669 m_2$	
$= 0,89584 m_3$			

Bei Beobachtung der Magnetismen des auf 100° C. erhitzten Stabes
lmählicher Abkühlung fand Kupffer, dass die hierbei stattfindende
me des Magnetismus sehr nahe der Temperaturdifferenz proportio-
t.

Die Nähe der Nadeln an dem auf sie wirkenden Magnetstab konnte
iesen Versuchen leicht Ungenauigkeiten der Resultate zur Folge

Die Beobachtung der Dauer der Schwingungen einer durch den
elstrich magnetisirten Magnetnadel von Gussstahl unter dem Einfluss
rdmagnetismus, zuerst unmittelbar nach der Magnetisirung, dann
em sie so oft in Wasser von 100° C. eingetaucht und wieder auf die
ertemperatur 16,25° C. abgekühlt war, bis sie keinen weiteren Ver-
n Magnetismus erlitt, ergab das Verhältniss ihrer Magnetismen m_1
vor und nach diesem Verfahren:

$$m = 0,7570 m_1.$$

Wurde eine Magnetnadel nach einander in Wasser von immer höhe-
emperaturen getaucht und jedesmal auf die ursprüngliche Tempera-
geköhlt, so wuchs hierbei die Abnahme des Magnetismus ¹⁾.

Bei einer genaueren Untersuchung der Abnahme des permanenten **531**
stismus mit der Temperaturerhöhung und Abkühlung sind verschie-
Bedingungen zu berücksichtigen:

1. der Einfluss der Art der Erwärmung und Erkältung der Magnet-
stäbe;
2. der Einfluss ihrer Gestalt und Dimensionen;
3. der Einfluss ihrer Härte;
4. bis G. der Einfluss der Art und Grösse ihrer ursprünglichen
Magnetisirung.

Ganz ähnlich auch Coulomb, Biot. traité de phys. T. III, p. 106. 1816*.

Die ersten Punkte sind in einer sorgfältigen Untersuchung von Riess und Moser ¹⁾ betrachtet worden. Es wurde bei verschiedenen Magnetnadeln jedesmal die Zeit von je 30 Schwingungen bestimmt, welche sie unter Einfluss des Erdmagnetismus vollbrachten, sowohl unmittelbar nach ihrer Magnetisirung, als auch nachdem sie auf 100° C. erwärmt und wiederum auf die Temperatur der umgebenden Luft erkaltet waren. Aus der Schwingungsdauer liess sich der Magnetismus der Nadeln bestimmen. Die Versuche ergaben folgende Resultate:

A. Einfluss der Art der Erwärmung und des Erkaltens. — Eine weiche Stahl-nadel zeigte bei schnellem Eintauchen in kochendes Wasser oder bei langsamem Erhitzen mit dem Wasser, bei kurzem oder langem Verweilen im siedenden Wasser, mochte sie mit Firniss überzogen sein, der sie vor einer Oxydirung schützte, oder nicht, nach schnellem oder langsamem Abkühlen ganz gleiche Verluste an Magnetismus. Wenn Holmgren ²⁾ dagegen gefunden hat, dass die Magnete bei längerem Verweilen im Dampfbade mehr von ihrem Magnetismus verlieren, als bei kürzerem, so kann dies in der Wirkung der kleinen Erschütterungen liegen, denen sie dabei stets ausgesetzt sind.

Einen ähnlichen Grund könnte vielleicht die Beobachtung von Lamont ³⁾ haben, dass ein Magnet, welcher durch wiederholtes Eintauchen in heisses und kaltes Wasser auf einen permanenten Zustand gekommen ist, nach einigen Tagen bei Wiederholung dieses Verfahrens nochmals an Magnetismus verliert ⁴⁾.

Wird eine Nadel erst auf 100° C. erwärmt und abgekühlt, und dann noch einmal auf 50° C. erwärmt und abgekühlt, so zeigt sie im Allgemeinen auch hierbei noch einen Verlust an Magnetismus, obgleich in speciellen Fällen auch der erste Verlust so bedeutend sein kann, dass der zweite gegen denselben verschwindet.

532 Den Einfluss von Temperaturen über 100° C. auf frisch magnetisirte Stahlstäbe hat Dufour ⁴⁾ untersucht, indem er sechs solche Stäbe von verschiedener Härte von 20 Centimeter Länge und 212 Grm. Gewicht in einem Oelbade erhitzte und die Schwingungsdauer einer über denselben aufgehängten Magnetnadel bestimmte. Ein Holzdeckel sowie eine Lage Baumwolle schützten die Nadel vor den Luftströmungen. So ergab sich das Verhältniss der magnetischen Momente der Stäbe im Mittel von je drei Beobachtungen:

¹⁾ Riess u. Moser, Pogg. Ann. Bd. XVII, S. 403. 1829*. — ²⁾ Holmgren, Fortschr. der Physik. 1856, S. 536*. — ³⁾ Lamont, Pogg. Ann. Bd. LXXXII, S. 440. 1851*. — ⁴⁾ Vgl. auch L. Dufour, Bullet. de la Soc. Vaudoise. T. V, p. 351; Archives. des sc. phys. et nat. T. XXXIV, p. 295. 1857*.

Temperatur.	Stab bei heller Rothgluth gehärtet.	Bei dunkler Glühhitze gehärtet.
10	1000	1000
95 — 100	809	723
130	519	424
170	331	221
200	185	171
230 — 35	123	49
250	94	44

Zwischen 100 und 200° C. nehmen also die Magnetismen der Stäbe schneller ab, als zwischen 0° und 100° C., über dieser Temperatur aber immer langsamer, so dass man nur schwer den Stäben ihren ganzen Magnetismus entziehen kann. Die härteren Stäbe verlieren dabei weniger Magnetismus, als die weicheren, wie auch schon Coulomb (l. c.) gefunden.

Beim Abkühlen erhalten die härteren Stäbe weniger von ihrem Verlust an Magnetismus wieder, als die weicheren.

Jedenfalls hat bei diesen Versuchen auch die dauernde Aenderung der Härte des Stahles bei dem Erwärmen und Abkühlen einen Einfluss.

B. In Bezug auf den Einfluss der Gestalt und der Dimensionen der Nadeln haben Riess und Moser gefunden: 533

1. Einfluss der Dicke. Bei 2 Zoll langen Nadeln von weichem Stahl von verschiedenen Durchmessern d ergab sich bei Beobachtung des Verhältnisses des Magnetismus m unmittelbar nach dem Magnetisiren und des Magnetismus $m(1 - \alpha)$ nach oftmaligem Erwärmen auf 100° C. und Abkühlen auf 10° C.:

$d = 0,66'''$	0,73	0,86	1,1	1,16	1,77
$\alpha = 0,112715$	0,12758	0,14951	0,18673	0,19638	0,2443
$\frac{\alpha}{d}$	0,1708	0,1747	0,1738	0,1697	0,1381

Hiernach ist innerhalb gewisser Grenzen der Verlust an Magnetismus dem Durchmesser der Nadeln direct proportional.

2. Hohle und massive Nadeln. Eine durchbohrte, hohle Nadel von weichem Stahl erleidet bei gleichem Verfahren einen etwa doppelt so grossen Verlust, als eine massive von gleicher Oberfläche. Bei der ersteren ergab sich in einem besonderen Falle $\alpha = 0,29843$, bei der massiven $\alpha = 0,15286$.

3. Einfluss der Länge. Der Factor α ist bei längeren Nadeln kleiner als bei kürzeren. (Bei zwei Nadeln von 4 und 2 Zoll Länge war $\alpha = 0,0828$ und $= 0,113$.) Werden die Nadeln auf weniger als 2" Länge gebracht, so verändert sich α weniger.

534 C. Einfluss der Härte der Nadeln. Harte Nadeln verlieren bei oft wiederholtem Erwärmen und Erkälten viel mehr Magnetismus als weiche. So war bei einer weichen Nadel von 1,22" Durchmesser $\alpha = 0,15286$, bei derselben Nadel nach ihrer Härtung $\alpha = 0,51523$. Werden die harten Nadeln vor oder nach dem Magnetisiren polirt, so ist der Factor α des Verlustes kleiner, da dann die Nadeln durch die beim Poliren entwickelte Wärme weicher geworden sind, oder schon einen Theil ihres permanenten Magnetismus, sei es durch die Erwärmung oder durch die Erschütterungen, denen sie beim Poliren ausgesetzt werden, verloren haben.

Beim Anlassen ändert sich gleichfalls der Coefficient α . Er betrug bei verschiedenen Nadeln von gleichen Dimensionen (2 Zoll Länge, 0,85" Durchmesser) nach häufigen Temperaturänderungen:

bei einer weichen Nadel	$\alpha = 0,13601$;
" " " blau angelassenen	$\alpha = 0,13425$;
" " gehärteten und kirschroth angelassenen	$\alpha = 0,13692$;
" " " " blau angelassenen . . .	$\alpha = 0,13286$;
" " gehärteten	$\alpha = 0,23654$.

Man könnte hieraus schliessen, dass hauptsächlich die Beschaffenheit der Oberfläche der Nadeln ihr Verhalten bei wiederholten Temperaturwechseln bedingt, da die Versuche für alle Nadeln, ausser der gehärteten, nahezu gleiche Werthe für α ergeben.

Wird eine harte Nadel oft erwärmt und abgekühlt, bis sie auf den constanten Zustand gelangt ist, und dann wieder magnetisirt, so ist bei gleicher Behandlung der Verlust an Magnetismus kleiner, als vorher, und nimmt bei Wiederholung des Verfahrens immer mehr ab. So war z. B. bei einer harten Nadel

bei der ersten Magnetisirung	$\alpha = 0,44103$
" " zweiten " "	$\alpha = 0,06057$
" " dritten " "	$\alpha = 0,04395$.

Bei der Untersuchung der Magnetismen der Nadeln bei den abwechselnd hohen und niederen Temperaturen, denen sie ausgesetzt wurden, ergab sich ein fernerer Unterschied der harten und weichen Nadeln. Es wurden dieselben hierbei in einem gläsernen, in einem Wasserbade befindlichen Gefässe erwärmt. Ein durch den Glasdeckel des letzteren hindurch gestecktes Thermometer, dessen Kugel in gleicher Höhe mit den Nadeln sich befand, gestattete, ihre jedesmalige Temperatur zu bestimmen. Eine weiche Stahl-nadel zeigte bei der erhöhten Temperatur jedesmal eine Abnahme, beim Abkühlen wiederum eine geringe Zunahme des permanenten Magnetismus. Bei einer harten Stahl-nadel nahm aber die Schwingungsdauer bei jedem Temperaturwechsel zu, so dass sich ihr Magnetismus sowohl beim Erwärmen wie beim Erkälten verminderte, bis sie einen constanten Zustand angenommen hatte (s. w. u.).

Die temporären Veränderungen an Magnetismus, welche die durch öfterholte Erwärmungen und Abkühlungen auf einen permanenten Zustand gebrachten Nadeln erleiden, sind sehr verschieden nach der Natur der gebrauchten Nadeln. Für weiche und harte Nadeln von 34 Linien Länge fanden Riess und Moser¹⁾ die mittlere magnetische Intensität bei der Temperatur t' , wenn d den Durchmesser der Nadeln bezeichnet, J die anfängliche Intensität bei der Temperatur t :

$$J_1 = J [1 - 0,000324 (t' - t)d].$$

Für Nadeln von 2 Zoll Länge ergab sich ebenso

$$J_1 = J [1 - 0,0004321 (t' - t)d].$$

Dieselbe Formel gilt auch für hohle Nadeln, bei denen statt des Durchmessers d die Summe der Durchmesser der inneren und äusseren Oberfläche zu setzen ist.

Ältere Versuche haben für den Coefficienten von $t' - t$ meist höhere Werthe ergeben; so fand Hansteen denselben gleich 0,000788, Christie gleich 0,0010152, Sabine noch grösser. Der Grund dieser Unterschiede kann darin liegen, dass der Stahl der Nadeln verschieden war und dieselben vielleicht noch nicht auf ihren constanten Zustand gekommen waren. Eine genauere Bestimmung dieser Coefficienten hat bislang nur Interesse bei erdmagnetischen Untersuchungen, da die Befähigkeit des Stahles der gebrauchten Nadeln nie bestimmt zu ermitteln ist.

D. Einfluss mechanischer Erschütterungen vor dem Temperaturwechsel. Wird einem permanent magnetisirten Stahlstab durch Reiben oder Schlagen ebenso viel von seinem Magnetismus genommen, als er durch wiederholte Temperaturveränderungen innerhalb gewisser Grenzen verlieren würde, so vermögen, nach den Versuchen des Verfassers, solche Temperaturänderungen den magnetischen Zustand des Stabes nur vorübergehend, nicht aber dauernd zu ändern²⁾.

E. Einfluss der Art und Grösse der ursprünglichen Magnetisirung³⁾.

Stahlstäbe von 220^{mm} Länge und 13,5^{mm} Dicke wurden vor den Versuchen 15 bis 16 mal abwechselnd in schmelzendem Schnee und siedendem Wasser gelegt, um die Structurveränderungen bei den nachherigen Temperaturwechseln möglichst zu vermeiden. Sodann wurden sie möglichst ohne Erschütterungen in einer Magnetisirungsspirale bei einer Temperatur von 0°C. magnetisirt und vor dem Spiegel des Spiegelgalvanometers in einen Kasten von Kupferblech eingelegt, in welchem sie noch schmelzendem Schnee und siedendem Wasser abwechselnd auf 0 bis 100° gebracht wurden. Ihre Magnetismen bei den ersten Tempera-

¹⁾ Riess u. Moser, Pogg. Ann. Bd. XVII, S. 425. 1829*. — ²⁾ G. Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 563. 1858*; Pogg. Ann. Bd. C, S. 235. 1852*. — ³⁾ G. Wiedemann, Ann. Bd. CXXII, S. 355. 1864*.

618 Einfluss der Temperaturänderungen auf Magnete.

turänderungen sind in den folgenden Tabellen mit m_0 , m_{100} , m'_0 ; die Magnetismen, nachdem sie durch 15maliges Erwärmen und Abkühlen einen constanten Zustand erlangt, mit n_0 und n_{100} bezeichnet. Die Versuche ergaben folgende Resultate:

I. Harter Stahlstab.

m_0	m_{100}	m'_0	n_0	n_{00}	$\frac{m_0 - m_{100}}{m_0}$	$\frac{m_0 - m_0}{m_0}$	$\frac{m_0 - n_0}{m_0}$	$\frac{n_0 - n_{100}}{n_0}$
71,5	41,5	44,8	37	33,2	0,420	0,373	0,483	0,108
134,5	89,2	96	85,5	77,8	0,321	0,286	0,364	0,090
195	134,3	146,2	133,3	120	0,311	0,250	0,316	0,100

II. Angelassener Stahlstab.

44	27	30	29	27	0,386	0,318	0,341	0,0690
143,5	107,2	114,5	110,3	101	0,278	0,229	0,257	0,0814
219,5	165	179	172	156	0,249	0,184	0,216	0,0930
317	239	260,7	251,2	226	0,246	0,178	0,207	0,1008

Weicher Stahlstab Nro. 1.

85	45	—	38	33,2	0,471	—	0,553	0,126
141	73,5	—	68,5	57	0,479	—	0,514	0,168
193	99	—	101	78,5	0,487	—	0,478	0,223
209,5	109,5	—	115	88,2	0,477	—	0,451	0,233

Weicher Stahlstab Nro. 2.

95,5	49,7	54,2	45	39	0,479	0,432	0,529	0,155
136,5	73	81,5	69	59	0,465	0,403	0,495	0,145
174,8	92,5	108,3	93,4	76	0,471	0,378	0,466	0,186

Sehr weicher, oft ausgeglühter und langsam erkalteter Stahlstab.

51,5	34,5	37	—	—	0,330	0,282	—	—
80,5	54,5	58	—	—	0,323	0,279	—	—
113	76	82	—	—	0,328	0,274	—	—
159,5	103,3	116,5	—	—	0,353	0,270	—	—
181	113,5	131	—	—	0,373	0,277	—	—

Es zeigt sich also auch hier, wie bei der temporären Magnetisirung, verschiedenes Verhalten beim harten und weichen Stahl. Während ersterem die durch die erste Erwärmung verursachten Verluste an permanentem Magnetismus im Verhältniss zur Zunahme des letzteren ehmen, sind sie beim weichen Stahl der permanenten Magnetisirung ähernd proportional und nehmen sogar bei sehr weichen Stahlstäben Verhältniss zu letzterer mit Zunahme des ursprünglichen Momentes 0° zu.

Bei der Rückkehr auf die erste Temperatur (0°) tritt bei harten ben gleichfalls eine Abnahme des relativen Verlustes an permanentem gnetismus im Verhältniss zur ersten Magnetisirung bei 0° mit Wach- der letzteren ein, während der Verlust bei ganz weichen Stäben mehr l mehr dem ursprünglichen Moment proportional wird. Umgekehrt, hdem die Stäbe durch wiederholte Temperaturänderungen einen enten Zustand angenommen, sind dann die vorübergehenden Aenderun- 1 des permanenten Momentes bei der Erhitzung von 0° auf 100° beim ten Stahl dem constanten Moment bei 0° nahezu proportional, beim icken Stahl nehmen sie schneller zu, als das Moment¹⁾.

F. Einfluss der Temperatur, bei welcher der Stab mag- 536
tisirt ist. Wird ein frisch magnetisirter Stahlstab unter die Tem-
atur, bei der er magnetisirt worden ist, abgekühlt, so vermindert
a gleichfalls sein Magnetismus dauernd.

Dies Verhalten ist von Dufour²⁾ nachgewiesen worden, indem er
e Magnetnadel erst unter dem Einfluss der Erde allein, dann unter
n eines unter sie gelegten Stahlstabes schwingen liess, der in einem
asserbade erwärmt und in diesem durch Auflegen auf die Pole eines
ktromagnetes magnetisirt worden war und sich nun allmählich ab-
lte. So fand sich z. B. der Magnetismus eines bei 55° C. magnetisir-
Stahlstabes:

Temperatur	55°	30°	13°	5°
Magnetismus	6,39	6,12	6,06	5,85.

Nach meinen Versuchen, welche ganz wie die §. 535 beschriebenen
estellt waren, nur dass die bei höherer Temperatur zu magnetisiren-
Stäbe in der Axe einer von Dampf durchströmten Blechröhre befe-
t und mit dieser in die Magnetisirungsspirale eingeschoben wurden
nach dem Herausnehmen aus derselben abwechselnd durch Durch-
en eines Stromes von kaltem Wasser oder von Dampf durch die Röhre

¹⁾ Mauritius (Pogg. Ann. Bd. CXX, S. 385. 1863*) hat an glasharten Stahl-
ein abweichendes Verhalten von dem beobachtet, welches ich früher an weichen
stäben gefunden hatte. Dass diese Unterschiede auf der ungleichen Härte der be-
ten Stäbe beruhen, folgt aus obigen Versuchen. — ²⁾ L. Dufour, Archives des sc. phys.
st. T. XXXI, p. 104. 1856*; Pogg. Ann. Bd. XCIX, p. 476* und l. c.

auf 100° und 0° C. gebracht wurden, ergab sich, dass dieses eigliche Verhalten nur bei der ersten Abkühlung eintritt.

Es fanden sich für verschiedene weiche Stahlstäbe die auf folgend bei 100° und 0° C. beobachteten Magnetismen:

	m_{100}	m_0	m_{100}	m_0	m_{100}	m_0
I.	85	70,5	59,4	64,2	—	—
II.	88,6	84,6	67,8	81,3	65,6	79,6
III.	192	154	128,5	142	—	—

Ein bei höherer Temperatur magnetisierter Stab verliert als Erkalten einen Theil seines Magnetismus. Durch erneutes Erwärmen verliert er noch einen ferneren Theil seines Magnetismus. Wird er wieder erkältet, so nimmt er wieder einen Theil seines verlorenen Magnetismus an. Wiederholte Erwärmungen vermindern, darauf folgende Erkalte vermehren dann den Magnetismus des Stabes.

Es verhält sich also der bei höherer Temperatur magnetisirt abgesehen von seinem Verhalten bei der ersten Erkältung, ganz wie bei gewöhnlicher Temperatur magnetisirt Stab, der beim Erhitzen seinen Magnetismus verliert und denselben beim Erkalten zum Theil wieder gewinnt.

Bei höheren Temperaturen magnetisirte Magnete zeigen nach wiederholten Temperaturänderungen geringere Variationen ihres Magnetismus, als bei niederen Temperaturen magnetisirte. So fand Dufour eine Intensitätsänderung für 1° C. bei einem bei 10 bis 15° magnetisirt Stab zwischen 20 bis 70° etwa gleich 0,002, bei einem bei 50 bis 70° magnetisirt Stab zwischen 20 bis 50° etwa gleich 0,00006 seines Magnetismus¹⁾.

537

G. Verhalten von theilweise entmagnetisirten Stäben. Ganz anders, wie wir es eben betrachtet, sind die dauernden Veränderungen des permanenten Magnetismus von Stahlstäben, welche nicht den ihnen innewohnenden Magnetismus erhalten haben, sondern erst durch eine vom Strom durchflossene Spirale bis zu einem bestimmten Grade magnetisirt waren, denen sodann aber durch Einschließen in eine von einem entgegengesetzt gerichteten Strom durchflossene Spirale ein Theil des Magnetismus entzogen war. Der Einfluss der Erwärmung und Abkühlung auf Stahlstäbe von 237^{mm} Länge und 13,2^{mm} Durchmesser, welche auf diese Art magnetisirt waren, ergibt sich aus den Versuchen des Verfassers²⁾, welche ganz wie die in §. 535 mitgetheilten Versuche angestellt waren. Die folgende Tabelle giebt einige der bei erhaltenen Resultate. In derselben bedeutet M den ursprünglichen permanenten Magnetismus des Stabes. Die Zahlen in der Spalte m den nach Einwirkung des entmagnetisirenden Stromes zurückgebliebenen permanenten Magnetismus des Stabes. Die Zahlen in der Spalte M bei dem Werth

¹⁾ L. Dufour, Archives des Sc. phys. et nat. T. XXXIV, p. 5. 1857.
²⁾ G. Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 563. 1858*.

es beigesetzten Zahlen 0 und 100 geben die Temperaturen an, der der Stab nach einander ausgesetzt wurde.

I. Weicher Stahlstab,
magnetisirt und entmagnetisirt bei 0°.

	M	m	m_{100}	m_0	m_{100}	m_0
1.	70,5	70,5	42,2	54,5		
2.	72	40,1	27	40,5		
3.	70	25	18	39,5		
4.	72	2	2	9		
5.	75	0	0	9,5	0	9,5

II. Weicher Stahlstab,
magnetisirt und entmagnetisirt bei 100° C.

	M_{100}	m_{100}	m_0	m_{100}	m_0	m_{100}
1.	56	56	53,5	40	51	38
2.	56	47,5	51	38	49	
3.	56	19,5	31	20,5		
4.	56	0	14,5	5,5		

III. Harter Stahlstab,
magnetisirt und entmagnetisirt bei 8° C.

	M	m	m_{100}	m_0	m_{100}	m_0
1.	23,1	23,1	14	14,2	16,6	13
2.	47,2	23	18,5	20,5	17	19
3.	70,8	21,8	18,7	23,9	18,5	22,6
4.	90,5	24	20	27	19,2	26,5

Aus diesen Versuchen folgt:

I. Wird einem durch einen galvanischen Strom bei 0° magnetisirten Stab ein Theil seines Magnetismus durch einen entgegengesetzten m entzogen, so verliert er beim Erwärmen Magnetismus. Beim Abkühlen nimmt sein Magnetismus wieder zu. Ist der ursprüngliche Magnetismus des Stabes beim Einwirken des entmagnetisirenden Stromes wenig vermindert worden, so erlangt der Stab beim Abkühlen nicht den Magnetismus wieder, welchen er vor dem Erwärmen besass; die Verminderung grösser, so kommt er beim Abkühlen ganz auf den Magnetismus vor dem Erwärmen; war dieselbe noch grösser, so ist dem Erkalten der Magnetismus des Stabes grösser, als vor dem Er-

wärmen. So kann ein scheinbar unmagnetischer Stab bei einmaligen Erwärmen und Erkälten wieder magnetisch werden.

II. Ein bei 100° C. magnetisirter und bei derselben Temperatur auf schwächeren Magnetismus reducirter Stab verliert je nach der Grösse des bei der Reduction verlorenen Magnetismus beim Erkälten entweder von seinem Magnetismus, oder bleibt unverändert, oder erhält auch mehr Magnetismus.

Alle diese Eigenthümlichkeiten treten indess nur bei der ersten Erkältung eines bei 100° C., oder bei der ersten Erwärmung und Erkältung eines bei 0° magnetisirten Stabes auf; bei weiterem abwechselndem Erwärmen und Erkälten verhalten sich die Stäbe wie gewöhnlich magnetisirte¹⁾.

538 Auch die Vertheilung des Magnetismus ändert sich beim Erwärmen. Dies hat Kupffer²⁾ beobachtet, indem er eine Nadel von 12^{mm} Länge neben einem vertical stehenden, 503^{mm} langen Magnetstab schwingen liess. Die Dauer von je 100 Schwingungen der Nadel wurde bestimmt, und daraus die Intensität des Magnetismus des jedesmal neben der Nadel liegenden Punktes des Magnetstabes abgeleitet. Dieselben Versuche wurden wiederholt, als der Magnet auf 100° C. erwärmt und wieder auf die frühere Temperatur abgekühlt worden war. Es ergab sich u. A.:

Abstand vom Südpol des Stabes	Magnetismus m vor dem Erwärmen	Magnetismus m_1 nach dem Erwärmen	$\frac{m}{m_1}$
156,5	0,5569	0,4376	1,273
136,5	0,7374	0,5765	1,275
116,5	0,9455	0,7280	1,299
96,5	1,1862	0,8897	1,330
76,5	1,4301	1,0559	1,355
56,5	1,6518	1,1929	1,376

Das magnetische Moment der einzelnen Theile des Stabes würde hiernach gegen das Ende desselben bei der Erwärmung stärker abnehmen, als in der Nähe des Indifferenzpunktes. Dasselbe Resultat ergaben auch andere Versuche mit horizontal gestellten Magnetstäben.

539 Versuchen wir, die Einwirkung der Wärme zunächst auf den temporären Magnetismus der Eisen- und Stahlstäbe theoretisch zu verfolgen, so müssen wir dieselbe in zwei wesentlich verschiedene Theile theilen.

¹⁾ Auch Unverdorben hat später ähnliche Beobachtungen gemacht. s. Verhalten des Magnetismus zur Wärme. München 1866; Lamont, Magnetismus S. 404. — ²⁾ Kupffer, Pogg. Ann. Bd. XII, S. 133; Kastner's Archiv Bd. XIII, S. 145. 1828*.

Die erste Wirkung könnten wir gewissermaassen als eine „Erschütterungswirkung“ charakterisiren.

Wird ein Stahl- oder Eisenstab einer magnetisirenden Kraft unterworfen, und dadurch eine Drehung seiner Moleküle bewirkt, so folgen dieselben bekanntlich zuerst nicht völlig in die neue Gleichgewichtslage, welche der schliesslichen Richtung der Resultante zwischen den Molekularkräften und magnetischen Kräften entspricht. Werden die Körper erschüttert, so werden die Moleküle bewegt, und dadurch werden die Molekularkräfte zwischen ihnen vorübergehend geschwächt. Es wird gewissermaassen die Reibung der Ruhe zwischen ihnen in die geringere Reibung der Bewegung verwandelt, so dass sie dem Zuge der magnetisirenden Kräfte stärker folgen. Ganz ähnlich scheinen die Temperaturänderungen auf den temporären Magnetismus zu wirken. Zuerst werden überhaupt durch jede Temperaturänderung die zwischen den Molekülen im Körper wirkenden Molekular- und magnetischen Kräfte im Allgemeinen geändert, und die Moleküle suchen andere Gleichgewichtslagen als vorher anzunehmen. Die Moleküle gerathen dabei in Bewegung und folgen den magnetisirenden Kräften stärker: daher zeigt sich eine Zunahme des temporären Magnetismus, welche auch noch bei mehreren aufeinander folgenden Temperaturänderungen bemerkbar ist. Nachdem diese erste „Erschütterungswirkung“ nahezu ihr Maximum erreicht hat, treten die derselben unmittelbar zu Grunde liegenden, direct durch die Temperaturänderungen bewirkten Veränderungen der molekularen und magnetischen Kräfte selbst deutlicher hervor, welche freilich schon von Anfang an stattfanden, aber von der ersten Wirkung verdeckt wurden. Dieselben können auf zwei Wirkungen beruhen. Einmal nehmen während der Erwärmung die Molekularkräfte ab, welche die Moleküle in ihren gegenseitigen Lagen festhalten, dieselben folgen daher bei höheren Temperaturen dem Zuge der magnetischen Kräfte stärker; das magnetische Moment nimmt dadurch zu. Diese Aenderung der Beweglichkeit der Moleküle durch die Erwärmung zeigt sich namentlich beim harten Stahl, dessen „Härte“ mit der Temperaturerhöhung abnimmt; weniger beim weichen Stahl, dessen Härte schwächer dabei verändert wird. Zweitens entfernen sich in Folge der Ausdehnung durch die Wärme die Moleküle von einander, sie ziehen sich gegenseitig weniger stark in die magnetischen Lagen. Auch wird das magnetische Moment jedes einzelnen magnetischen Moleküls mit der Erwärmung vermindert, wie ja auch bei sehr hohen Temperaturen Eisen und Stahl kaum noch im Stande sind, temporären Magnetismus anzunehmen. Diese Wirkung würde eine Verminderung des Magnetismus der Stäbe bei höheren Temperaturen hervorrufen. Es kann nun die erste oder zweite Wirkung der Wärme überwiegen. Beim harten Stahl überwiegt die erstere Wirkung; daher zeigt sich eine bedeutende Zunahme seines Momentes beim Erwärmen. Beim weichen Stahl tritt die zweite zurück, vielmehr zeigt sich bei diesem ein Ueberwiegen der zweiten Wirkung, daher eine Abnahme des Momentes mit der Temperatur-

erhöhung. Mit wachsendem Moment der Stäbe müsste bei gleicher derung der Molekularkräfte durch Temperaturwechsel die Aend der Lagerung der Moleküle unter Einfluss der magnetisirenden I also die Aenderung des temporären Momentes zuerst zunehmen; müsste dieselbe ein Maximum erreichen, da, wenn die magnetisir Kräfte so gross sind, dass bei allen Temperaturen die magnetischen aller Moleküle mit der Richtung der magnetisirenden Kraft zusar fallen, bei Temperaturwechseln gar keine Drehung der Moleküle aus diesem Grunde zunächst gar keine Aenderung des Momentes si geben würde. Letztere würde erst durch die Abnahme des Mon der einzelnen Moleküle bei der Erwärmung bedingt werden.

Die beiden, neben einander hergehenden Wirkungen der Erwär auf einen durch wiederholte Temperaturänderungen in einen const Zustand versetzten Stab würden von einander gesondert beobachtet den können, wenn man z. B. ein, bestimmten magnetisirenden K unterworfenen Rotations-Ellipsoid oder einen sehr dünnen und l Stab von Eisen verschiedenen starken magnetisirenden Kräften, z. einer Magnetisirungspirale, aussetzen würde. Das magnetische M eines solchen Ellipsoids, welches wir der Einfachheit halber sehr annehmen wollen, wird durch die Formel

$$M = k v X$$

gegeben, wo X die äussere magnetisirende Kraft, v das Volumen des soides ist, und k nach der Theorie der drehbaren Molekularmagnete den Werth

$$k = m n \left(\frac{3 X^2 - D^2}{3 X^3} \right)$$

ersetzt werden muss (§. 351 und 354). In diesem ist n eine für Stoff unveränderliche Grösse, m das magnetische Moment jedes Mol D das das Molekül in die Gleichgewichtslage zurückführende, bei Temperatur sich ändernde Drehungsmoment der Molekularkräfte.

Bestimmt man das Moment M bei verschiedenen magnetisir Kräften X und bei verschiedenen Temperaturen, so kann man die v m und D getrennt berechnen.

- 40 Auf die permanent magnetisirten Körper scheinen die peraturveränderungen ebenfalls eine doppelte Wirkung auszuüben. mal werden dadurch die Theilchen der Körper in Bewegung ge wie bei den mechanischen Erschütterungen, und folgen dann meh Zuge der gerade wirksamen Kräfte. Deshalb bewirkt zuerst jede peraturveränderung eine dauernde Abnahme der permanenten M tismen. Ist schon durch mechanische Erschütterungen die dauernd nahme erfolgt, so fällt diese Wirkung der Temperaturveränderungen Deshalb verliert ein bei 100° C. magnetisirter Stab, wenn er ersch ---len, beim Abkühlen, und allgemeiner ein magnetisirter Stab

häufigeres Hin- und Hertordiren einen dauernden Verlust an Magnetismus erlitten hat, durch wiederholte Temperaturveränderungen & mehr von seinem Magnetismus. Ist ein Stab erst magnetisirt dann theilweise oder ganz durch eine entgegengesetzt wirkende magnetisirende Kraft entmagnetisirt worden, so ziehen, wenn die magnetisirung bedeutender war, die durch die Drehung der Moleküle bei der ersten Magnetisirung geänderten Molekularkräfte die Moleküle mehr nach der Lage hin, welche sie bei jener Magnetisirung einnahmen. Daher kann sich dabei durch den Temperaturwechsel das Moment des Stabes vermehren. — Zu dieser dauernden Wirkung der Temperaturveränderungen tritt eine vorübergehende. Jede Erwärmung ist vorübergehend die Theile der Körper und vermindert die Spannung, in welche dieselben durch die Wirkung der äusseren Kräfte versetzt worden sind. Deshalb kehren sie hierbei ein wenig in ihre erste Abgewichtslage zurück, in der sie vor jener Einwirkung durch die eben ihnen wirksamen Kräfte erhalten wurden. Die Erwärmung ändert daher vorübergehend den Magnetismus. Bei der Erkältung kehren die Moleküle in ihre frühere Stellung zurück; der Verlust an Magnetismus ersetzt sich wieder.

Ganz analoge Erscheinungen kann man erhalten, wenn man die Temperatur von Körpern ändert, die durch mechanische Kräfte eine Geformveränderung (Torsion) erlitten haben, und nun die Zu- oder Abnahme der letzteren bei der Erwärmung und Erkältung derselben beobachtet.

II. Erzeugung von Wärme beim Magnetisiren.

Die Magnetisirung des weichen Eisens und Stahls, sowie jede Aenderung des einmal in demselben erzeugten Magnetismus ist mit einer Wärmeerzeugung verbunden. Diese Erscheinung ist zuerst sehr vollständig von Joule¹⁾ beobachtet und gemessen worden.

Eine horizontale Glasröhre war an einer verticalen Axe befestigt, die durch einen mit einer Kurbel verbundenen Schnurlauf in schnelle Rotation versetzt werden konnte. In die Glasröhre wurde ein Eisenstab von bestimmter Länge und $\frac{3}{4}$ " Dicke eingelegt, sodann dieselbe mit Wasser gefüllt. In dieses ein Thermometer eingesenkt. Die Röhre war beiderseits durch Kork geschlossen. Ein starker Elektromagnet (vgl. §. 269, erster Theil) wurde so aufgestellt, dass der in der Glasröhre liegende Eisenstab zwischen den Polen des Magnetes diente. Wurde nun die Kurbel gedreht, so bewegte sich schnell hinter einander die Polarität des zwischen den Polen des Elektromagnetes rotirenden Eisenstabes, und das in dem umgebenden Wasser befindliche Thermometer zeigte eine Temperaturerhöhung

¹⁾ Joule, Phil. Mag. Vol. XXIII, p. 263. 347. 435. 1843*.

an. — Wurde der Elektromagnet durch Ströme von verschiedener Intensität erregt, so konnte man innerhalb der Grenzen der Beobachtung annehmen, dass der im Elektromagnet und auch in dem rotirenden Eisenstab erzeugte Magnetismus der jedesmaligen Stromintensität proportional war.

Es ergab sich so, dass die in dem Eisenstab beim Rotiren unter sonst gleichen Verhältnissen erzeugte Wärme dem Quadrat des in ihm erzeugten Magnetismus proportional ist.

Waren z. B. die Intensitäten i der magnetisirenden Ströme die in folgender Tabelle verzeichneten, so betragen die an dem Thermometer beobachteten Temperaturerhöhungen t :

i	t	$const\ i^2$
9,85	1,31	1,229
6,77	0,56	0,5807
4,17	0,16	0,2203

War der Eisenstab in der Röhre mit einer Spirale von Kupferdrath umwickelt, deren Enden an zwei auf die Drehungsaxe aufgesetzte Metallplatten angelöthet waren, gegen welche zwei mit einem Galvanometer verbundene Metallfedern schleiften, so wurde bei der Rotation ausser der im Eisenstab erzeugten Wärme noch in der umgebenden Spirale eine bestimmte Wärmemenge hervorgerufen, indem in derselben bei dem Vorbeigehen bei den Polen des Elektromagnetes und bei der abwechselnden Umkehrung der Polarität des Eisenstabes galvanische Ströme inducirt wurden. Es entsprach auch hier die Temperaturerhöhung und mithin die erzeugte Wärmemenge dem Quadrat der Intensität der den Magnet erregenden Ströme. Wurde endlich noch durch die Spirale, welche den Eisenstab im Glasrohr umgab, ein besonderer galvanischer Strom geleitet, so war wiederum die in dem ganzen rotirenden Elektromagnet erzeugte Wärme dem Quadrat der inducirten Kraft proportional.

342

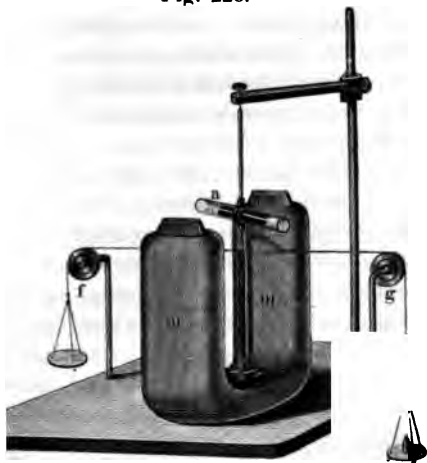
Bei ferneren Versuchen wurde unmittelbar die Arbeit gemessen, welche erforderlich war, um den Eisenstab in der Glasröhre unter verschiedenen Umständen in Bewegung zu erhalten, und diese Arbeit mit der durch dieselbe in dem Eisenstab erzeugten Wärmemenge verglichen.

Die die Glasröhre a (Fig. 226) tragende verticale Axe war mit Schnüren umwickelt, welche über zwei Rollen f und g geleitet waren und an ihren Enden Wageschalen trugen, die mit gleichen Gewichten belastet wurden.

Es wurden zuerst die Gewichte bestimmt, welche erforderlich waren, um die Glasröhre a mit ihrem Inhalt, dem Eisenstab u. s. w., in Rotation zu erhalten, während der Elektromagnet m , zwischen dessen Polen die Glasröhre rotiren konnte, noch nicht in Thätigkeit gesetzt war, also die Reibungshindernisse und der Luftwiderstand zu überwinden waren. (Die schwache Einwirkung des Erdmagnetismus auf den Eisenstab in der Röhre a konnte vernachlässigt werden.)

urde nun der Elektromagnet magnetisirt, so waren bedeutend e Gewichte erforderlich, um die Glasröhre *a* mit ihrem Inhalt in n zu erhalten. Der Ueberschuss der jetzt angewandten Gewichte ie vorher benutzten entsprach der Kraft, welche auf die Ueber-

Fig. 226.



windung der durch die Magnetisirung erzeugten Bewegungshindernisse verwendet werden

musste, also zum jedesmaligen Entfernen des Eisenstabes aus der (axialen) Lage, bei welcher seine Längsaxe die Pole des Elektromagnets verband. Es wurde zugleich der Weg gemessen, welchen die Gewichte herabrollten, während dabei das Thermometer im Glasrohr *a* eine bestimmte Tempe-

rhöhung angab. Das Product jenes Weges mit den Gewichten dann der zur Bewegung der Glasröhre verbrauchten Arbeit: man ferner die specifische Wärme und das Gewicht der verschie- im Glasrohr *a* enthaltenen Körper, so konnte man hierdurch die menge bestimmen, welche erzeugt wurde, während jene Arbeit vert war. Enthielt die Glasröhre nur einen Eisenstab, so entsprach ei Versuchsreihen die im Glasrohr erzeugte Wärmemenge der Ar- dem Verhältniss, dass sich hierbei ein Pfund Wasser um einen ahrenheit erwärmt hätte, während zugleich eine Arbeit von resp. er 860 engl. Fusspfund verbraucht worden wäre.

ar der Eisenstab noch mit einer mit dem Galvanometer verbunde- irale umgeben, so entsprach die Wärme der Arbeit so, dass zur ung von 1 Pfund Wasser um 1° F. etwa 896, 1001 und 1040 nd verbraucht waren.

urde endlich durch die Spirale noch ein Strom geleitet, und die ur Strom für sich ohne die Rotation erzeugte Wärme von der bei ation erzeugten subtrahirt, so war hierbei zur Erzeugung einer 1 Wärmemenge, wie oben, eine Arbeit von 910 Fusspfund verwen- den.

s Mittel aus dreizehn, in dieser Art ausgeführten Versuchen erhielt e Arbeit, welche zur Erwärmung von 1 Pfund Wasser um 1° F. cht war, gleich 838 Fusspfund; oder die zur Erwärmung von ramm Wasser um 1°C. verbrauchte Arbeit gleich 460 Kilogramm- — In Rücksicht auf die Wärmeverluste, welche bei diesen Ver-

suchsmethoden durch Ausstrahlung, Abgabe an die Luft u. a. w. wendigerweise eintreten mussten, weicht die gefundene Zahl 460 allzu sehr von dem auf anderen, sichereren Wegen gefundenen A äquivalent der Wärme 424,5 ab.

543 Die Wärmeerzeugung beim Magnetisiren, welche durch diese suche auf genaues Maass zurückgeführt worden ist, ist durch spätere suche von van Breda und Grove gleichfalls bestätigt worden.

Van Breda¹⁾ legte in eine mit einer Spirale umwundene Holzröhre an beiden Seiten geschlossenes Rohr von weichem Eisen. In das Ende des Rohres war luftdicht ein Thermometerrohr eingesetzt, in welches ein Tropfen einer gefärbten Flüssigkeit eingebracht war. — Ein continuirlicher Strom durch die Spirale geleitet, so zeigte sich Aenderung des Standes des Tropfens. Wurde aber der Strom durch Interruptor 30 Mal in der Secunde geöffnet und geschlossen, so entwich der Tropfen im Glasrohr von dem Eisenrohr und gab so eine Erwärmung desselben an. Ein an das Eisenrohr angelegtes Thermoelement aus Wismuth und Antimon, welches mit einem Galvanometer verbunden war, liess gleichfalls im ersten Fall keine, im zweiten Fall eine deutliche Erwärmung des Eisenrohres erkennen.

In ganz ähnlicher Weise umgab Grove²⁾ die Pole eines hufeisenförmigen Elektromagnetes mit kaltem Wasser, um die Erwärmung derselben in Folge der in den umgebenden Spiralen durch die galvanischen Ströme erzeugten Wärme zu verhindern. An den zwischen den Pole gelegten und mit Flanell bekleideten Anker des Elektromagneten wurde eine Thermosäule angelegt. — Ein mit letzterer verbundenes Galvanometer zeigte, wie bei den Versuchen von van Breda, nur bei derholter Unterbrechung oder Umkehrung des magnetisirenden Stromes einen Ausschlag. Bei Nickel- und Kobaltankern erhielt Grove gleichfalls Anzeigen von Wärmeentwicklung. Dieselbe nahm ab mit der Entfernung der Magnetisirbarkeit der Metalle.

544 Diese Wärmeentwicklung in den magnetisirten Metallen kann auf doppelten Grund haben. Einmal können in der Masse derselben durch Annäherung und Entfernung von den Magnetpolen Inductionsströme entstehen, die dieselben gerade ebenso erwärmen, wie eine zwischen den Magnetpolen rotirende unmagnetische Masse, z. B. von Kupfer, bei ihrer Umdrehung die ganze, zur Drehung der Masse erforderliche Arbeit auf die Umdrehung der elektromagnetischen Gegenwirkung der Inductionströme auf die Magnetpole verwendet wird. Bei der Rotation magnetisirter Massen, z. B. von Eisen, ist aber noch die besondere Anziehung der magnetisch polarisirten Massen zu überwinden und die hierzu verwendete

¹⁾ van Breda, Compt. rend. T. XXI, p. 961*; Pogg. Ann. Bd. LXVIII, p. 552. 1848
²⁾ Grove, Phil. Mag. Bd. XXXV, S. 153. 1849*; Pogg. Ann. Bd. LXXVIII, S. 361.

Arbeit kann sich gleichfalls in Wärme umsetzen, indem die Moleküle des Eisens in Folge der unvollkommenen Elasticität bei ihrer magnetischen Drehung um ihren Schwerpunkt nach der einen oder anderen Richtung eine Reibung an einander erleiden, welche ihren Bewegungszustand bald in einen statischen Gleichgewichtszustand überführt, und so ein Verlust an Bewegung eintritt.

Dieser doppelte Grund scheint sich bei einigen Versuchen von Edlund¹⁾ zu zeigen.

In eine Magnetisirungsspirale wurde ein der Länge nach aufgeschlitzter, hohler Eisencylinder eingelegt, gegen denselben ein mit einem Spiegelgalvanometer verbundenes Thermoelement gegengedrückt, und nun der Strom in der Magnetisirungsspirale durch ein Zahnrad geschlossen und geöffnet und die Erwärmung w_0 des Eisencylinders beobachtet. Sodann wurde der Schlitz in dem Eisencylinder durch einen Messingschieber geschlossen und wieder die Erwärmung w_g bei gleichem Verfahren beobachtet. Dasselbe Verfahren wurde zur Bestimmung der Wärmeerzeugung w_k in einem Kupfercylinder angewandt. Bei verschiedener Intensität i des magnetisirenden Stromes ergab sich:

i	w_0	$\frac{w_0}{i^2}$	w_g	$\frac{w_g}{i^2}$	i	w_k	$\frac{w_k}{i^2}$
0,445	14,63	738	15,42	778	1,419	28,3	1406
0,733	40,88	761	43,79	815	2,394	79,4	1386

Bei dem aufgeschlitzten Eisencylinder, in welchem keine um seine Peripherie laufenden Inductionsströme entstehen können, ist also die Erwärmung etwas kleiner. In wie weit in demselben auch noch die in der Masse selbst verlaufenden Inductionsströme erwärmend wirken, ist schwer zu entscheiden. Alle Erwärmungen sind aber nahezu dem Quadrat der Stromintensität proportional, wie dies bei den dem magnetisirenden und inducirenden Strom proportionalen Inductionsströmen ebensowohl stattfinden muss, wie bei den Erwärmungen durch die Umlagerung der magnetischen Moleküle, deren temporäre und permanente Ablenkungen ebenfalls innerhalb gewisser Grenzen der Stromintensität des magnetisirenden Stromes proportional sind. Die hierbei verlorene Arbeit wird also auch dem Quadrat der Stromintensität (der Aenderung der Quadrate der Geschwindigkeit bei der Drehung) entsprechen²⁾.

Auch bei der transversalen Magnetisirung von Eisendräthen hat Villari³⁾ die Erwärmung nachzuweisen versucht. Zwei Dräthe von Eisen und einem anderen Metall, Kupfer, Blei, von 1 bis 4^{mm} Länge waren in der Mitte umgebogen, dass ihre Hälften parallel neben einander lagen, ohne einander zu berühren. Diese Dräthe wurden in zwei übereinander befestigte Glasröhren von etwa 60 Ctm. Länge und 20^{mm}

1) Edlund, Pogg. Ann. Bd. CXXIII, S. 205. 1864*. — 2) Edlund selbst schiebt nämlich die ganze Erwärmung auf die Inductionsströme. — 3) Villari, Nuovo Cimento C. II, Vol. IV, Nov.-Dec. 1870*.

Durchmesser eingeführt, so dass ihre freien Enden unten heraus ragten. Die Röhren wurden unten mit Korken geschlossen, mit absolutem Alkohol gefüllt und dann oben ebenfalls mit Korken geschlossen, in die Capillarröhren eingesetzt waren. Durch die Dräthe wurde mittelst eines Commutators ein unterbrochener Strom geleitet, so dass er in dem einen Drath bei den Unterbrechungen seine Richtung bewahrte, bei dem anderen dieselbe wechselte. Bei Bleidräthen zeigte sich hierbei kein Unterschied in der Erwärmung der Dräthe durch das Ansteigen des Alkohols in den Capillarröhren; bei den Eisendräthen stieg jedesmal die Temperatur in dem Drath stärker an, in welchem die Stromesrichtung alternirte. Ebenso stieg in den Eisendräthen bei unterbrochenen Strömen, selbst wenn sie dieselben stets in gleicher Richtung durchliefen, die Temperatur viel bedeutender an, als in nicht magnetischen, in den Stromkreis derselben unterbrochenen Ströme eingeschalteten Dräthen, wenn man diese Erwärmungen mit den durch constante Ströme erhaltenen Erwärmungen vergleicht. Das Verhältniss der Erwärmungen von Eisen- und Kupferdräthen, berechnet auf gleiche Widerstände der Dräthe, wickelt bedeutend mit der Zahl der Unterbrechungen; es ist bei dickeren Eisendräthen viel bedeutender (8 bis 8,5 : 1) als bei dünnen Dräthen. Bei Eisendräthen ist es grösser, als bei Stahldräthen. Es ist bei dünnen Dräthen bald unabhängig von der Zunahme der Stromintensität; bei dickeren Dräthen wächst es mit letzterer und ist bei gleicher Stromintensität im Allgemeinen grösser bei geringem Widerstand der Säule. Nickeldräthe verhalten sich ähnlich, wie Eisendräthe, nur zeigen sie die Wirkungen schwächer. Da die Moleküle des vom Strom durchflossenen Eisendrathes namentlich in den peripherischen Theilen desselben stark transversal gerichtet werden, so können, wenn bei Umkehrung oder Unterbrechung der Ströme eine Rückkehr der Moleküle in die weniger magnetischen Lagen oder eine Umkehrung derselben eintritt, in den Dräthen, namentlich in ihren axialen Theilen, Ströme reducirt werden. Diese gleichen sich zum Theil durch die ganze Leitung aus und können hierdurch keine ungleiche Erwärmung der verschiedenen, in dieselbe eingefügten Dräthe hervorrufen. Zum Theil werden die Inductionsströme sich aber auch in den weniger stark inducirten peripherischen Theilen des Eisendrathes ausgleichen und so secundär eine stärkere Erwärmung desselben bedingen; diese tritt daher bei dickeren Dräthen besonders hervor. Endlich kann ein Theil der überwiegenden Erwärmung der bei der Hin- und Herbewegung der Moleküle verlorenen lebendigen Kraft in Folge ihrer gegenseitigen Reibung zugeschrieben werden. — Verzweigt man denselben Strom zwischen den in den Glasröhren befindlichen Dräthen von Eisen und unmagnetischem Metall, so beobachtet man nach Villari unter sonst gleichen Umständen auch eine stärkere Erwärmung der ersteren; indess können auch hier die im Eisendrath auftretenden Inductionsströme, welche sich zwischen der Säule und dem anderen Drath verzweigen, Störungen verursachen.

III.

MAGNETISCHES VERHALTEN
ALLER KÖRPER.

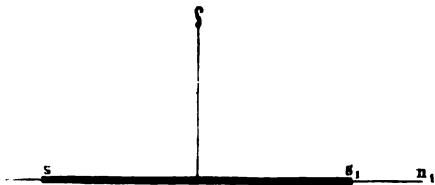
Erstes Capitel.

D i a m a g n e t i s m u s .

I. Allgemeine Gesetze.

Reiner Eisen und Stahl, Nickel, Cobalt, Magneteisenstein und Mag- 516
kann noch eine Reihe anderer Körper temporären Magnetismus

Fig. 227.



erhalten, wenn schon
der permanente Magne-
tismus in ihnen zu ge-
ring ist, als dass man
ihn mit den gewöhn-
lichen Hilfsmitteln
deutlich beobachten
könnte. — Schon in frü-
heren Zeiten hat man

schon hierüber geführt, indem man die Körper dem einen Pol
n einem Coconfaden aufgehängten, gewöhnlichen Magnetnadel oder
esser einer astatischen Nadel näherte und beobachtete, ob man
ungerscheinungen wahrnahm. Namentlich Saigey¹⁾ benutzte das
kop von Lebaillif²⁾ (Fig. 227) zu diesen Untersuchungen. Das-
bestand aus zwei möglichst gleichen Magnetnadeln ns und n_1s_1 ,
in entgegengesetzter Richtung in die beiden Enden eines hori-
an einem Coconfaden aufgehängten Strohhalme gesteckt waren.
nliches astatisches System war schon früher von Arnim³⁾ ange-

Saigey, *Bullet. univ. des Sciences* T. IX, p. 89, 167, 239, 1828*. — ²⁾ Le-
baillif, *Bullet. univ. des Sciences* T. VIII, p. 87; *Pogg. Ann.* Bd. X, S. 507. 1827*. —
Arnim, *Gilb. Ann.* Bd. V, S. 382. 1800*; vgl. auch Vassalli, *Bullet. des Sciences*
1800; *Gilb. Ann.* Bd. III, S. 116. 1800*.

geben worden. — Ein solches System mit einem Folgepunkt erhält man auch, wenn man einen Magnetstab in der Mitte durch ein Löhrohr erhitzt, dadurch daselbst den permanenten Magnetismus zerstört und nun die eine Hälfte durch Streichen entgegengesetzt magnetisirt¹⁾. — Auch beobachtete man wohl, wie Brugmans, die Anziehung der in einem Schiffchen auf Wasser oder auf Quecksilber schwimmenden Stoffe durch einen genäherten starken Magnetpol. — In fast allen Fällen waren die untersuchten Körper schwach eisenhaltig, so dass man eine Anziehung gegen die Magnetpole wahrnahm: so bei den meisten Pflanzenstoffen, so auch bei Messing²⁾, namentlich wenn es gehämmert war. Auf einem solchen Gehalt an Eisen (Magneteisenstein) beruht auch der Magnetismus, den manche Gesteinsmassen zeigen, in deren Nähe sich die Stellung der Compassnadel ändern kann (z. B. die Schnarher im Harz, das Rifelhorn bei Zermatt u. s. f.). — Auf die oben erwähnte Weise lassen sich bei vielen Eisenverbindungen magnetische Eigenschaften nachweisen, so bei vielen eisenhaltigen Mineralien³⁾, Spatheisenstein, Zinkeisenerz, Lievrit, Dysalut; ebenso bei den meisten Salzen und Oxyden des Eisens, Nickels, Cobalts u. s. f.

Schon Brugmans⁴⁾ hat dagegen nach seiner Methode gefunden, dass metallisches Wismuth von den Polen des Magnetes abgestossen wird, also sich entgegengesetzt, wie das Eisen und die magnetischen Körper, verhält, und Becquerel⁵⁾ beobachtete diese Abstoßung zwischen dem Wismuth und Antimon und einem Magnetpol auch an dem Sideroskop von Lebaillif. Dieses Verhalten ist auch später bestätigt, aber meist mit dem alsbald zu erwähnenden Transversalmagnetismus verwechselt worden. Erst im Jahre 1845 hat Faraday⁶⁾ dieses entgegengesetzte magnetische Verhalten der Körper von Neuem aufgefunden und gründlich studirt.

547 Auf eine einfache Weise kann man das Verhalten der magnetischen Körper und der dem Wismuth analog sich verhaltenden Körper in folgender Art studiren.

Man hängt vor dem vorn abgerundeten Pol eines geradlinigen, starken, horizontalliegenden Elektromagnetes an einem Coconfaden einen horizontalen Hebel von dünnem Holz so auf, dass sich sein eines Ende

1) Selwyn, Rep. Brit. Ass. 1865. 2, p. 17. Fortschr. d. Phys. 1865, S. 418*. — 2) Cavallo, Phil. Trans. 1786, p. 64*, 1787, p. 6*; Munke, Pogg. Ann. Bd. VI, S. 361, 1826*. Vgl. auch Coulomb, Journ. de Phys. T. LIV, p. 240. 367. 454*; Gilb. Ann. Bd. XI, S. 254*; Bd. XII, S. 394*, und Biot, Traité T. III, p. 117*; Gilb. Ann. Bd. LXIV, p. 395*. — 3) Eine weitere Ausführung dieses Gegenstandes gehört in die Mineralogie. Vgl. in der neueren Literatur namentlich die Arbeiten von Greist, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 478. 1856*. — 4) Brugmans, Magnetismus seu de affinitatibus magneticis observationes Lugd. Batav. 1778. §. XL, p. 130*. — 5) Becquerel, Bullet. univ. des Sciences T. VII, p. 371; Pogg. Ann. Bd. X, S. 292. 1827*. Auch Lebaillif selbst. Bullet. des Sciences T. VIII, p. 87; Pogg. Ann. Bd. X, S. 507. 1827*. — 6) Faraday, Exp. Res. Ser. XX (Dec. 1845) u. figde*.

dicht vor dem Pol des Elektromagnetes befindet, und befestigt an diesem Ende eine kleine Eisenkugel. Dieselbe wird vom Magnetpol angezogen. Eine Reihe anderer Körper, wie Nickel, Cobalt u. s. f., verhält sich ebenso.

Befestigt man in ganz gleicher Weise vor dem Magnete eine Kugel von Wismuth, so entfernt sie sich von demselben; sie wird von ihm abgestossen.

Bei stärkeren Magneten genügt es, die Kugeln direct an einem längeren Coconfaden aufzuhängen; auch hierbei zeigt sich der Gegensatz zwischen dem Verhalten des Eisens und des Wismuthes. Um diesen Unterschied im Verhalten der Körper zu bezeichnen, sagen wir, die angezogene Eisenkugel sei ein magnetischer, oder, wie Faraday¹⁾ sich ausdrückt, ein paramagnetischer, die abgestossene Wismuthkugel ein diamagnetischer Körper.

Die Untersuchungen über das magnetische Verhalten der Körper 548 lassen sich am besten mit Hülfe des §. 267 beschriebenen und Fig. 171 abgebildeten grossen Elektromagnetes anstellen, auf dessen Schenkel man verschiedene Halbanker (Fig. 228) auflegt. Man bringt die

Fig. 228.



zu untersuchenden Körper entweder vor den einen dieser Halbanker, indem man sie an einem Coconfaden auf diese oder jene Art aufhängt, oder zwischen die einander gegenüberstehenden Endflächen derselben. Auch der Ruhmkorff'sche Magnet, Fig. 174, eignet sich sehr gut zu diesen Versuchen. Wenn man einer horizontalen Polfläche bedarf, wird ein Hufeisenmagnet von der Fig. 171 abgebildeten Form mit aufliegenden Halbankern vorzuziehen sein.

Als unmittelbarer Ausdruck der Thatsachen, ohne zunächst auf deren Gründe näher einzugehen, kann man hinstellen, dass die Abstossung der diamagnetischen Körper bewirkt, dass sie sich stets nach denjenigen Stellen zu begeben streben, wo die magnetische Wirkung auf sie ein Minimum, die magnetischen Körper dagegen dahin, wo sie ein Maximum ist.

Hängt man daher vor die abgerundete oder zugespitzte Polfläche eines horizontal liegenden Magnetstabes oder eines auf die erwähnten Magnete aufgesetzten Halbankers an einem Coconfaden ein längliches, aus einem magnetischen Körper geformtes Stäbchen so auf, dass es in einer horizontalen Ebene schwingen kann, so dreht es sich so, dass sein ein Pol zunächst liegendes Ende demselben möglichst nahe kommt,

¹⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. XXV, §. 2790. 1850*.

seine Axe also die Verlängerung der Axe des Magnetes bildet; das schen stellt sich axial. Die diamagnetischen Körper stellen sich ihrer Längsaxe dagegen in einer gegen die Magnetaxe senkrechten ein, sie stellen sich äquatorial. Dieselben Stellungen nehmen die netischen und diamagnetischen Körper zwischen den einander überstehenden, abgerundeten oder zugespitzten Flächen der auf Pole eines Magnetes aufgesetzten Halbanker an. — Die Beobachtung dieser Einstellung ist das bequemste Mittel, um zu entscheiden, w Classe der untersuchte Körper angehört. Um diese Beobachtung Sicherheit ausführen zu können, setzt man zweckmässig über d ihren Halbankern versehenen Pole des Magnetes einen Glaskasten (Fig

Fig. 229.



der oben vermittelt einer Fassung eine Glasröhre trägt. Auf der oben eine zweite Fassung mit horizontaler Axe aufgesetzt, ist ein Coconfaden geschlungen, an dem unteren Ende desselben man eine Schleife, in welcher die zu untersuchenden Körper hängt. Bedient man sich eines an den Faden gebundenen Schiffchens von Papier, so ist die Wirkung der Magnetpole das Schiffchen selbst zu untersuchen. — Bei der Beobachtung dieser Einstellungen muss man indessen gewisse Vorsicht beobachten. So man nämlich den den Magnetisirenden Strom, während schwach magnetischer oder diamagnetischer Stab zwischen

den Polen hängt, so entsteht im Moment der Schliessung in jenem Stab ein dem magnetisirenden Strom entgegengerichteter Inductionsstrom, der eine Abstoßung des Stabes von den Polen bewirkt. Beim Oeffnen des Magnetes entsteht ein, dem magnetisirenden Strome gleichgerichteter Inductionsstrom, der eine Anziehung des Stabes hervorruft. Durch rechtzeitiges Schliessen und Oeffnen kann man so den Stab in verschiedenen Stellungen oder sogar in Rotation versetzen. — Man würde sich grobe Irrthümern aussetzen, wenn man nach jenen, beim Schliessen und Oeffnen des Stromes hervortretenden Bewegungen das diamagnetische Verhalten der Körper bestimmen wollte. Vielmehr muss man stets ihre permanente Einstellung während der dauernden Magnetisirung beobachten.

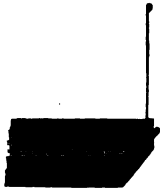
Man kann hierbei die Einstellung eines diamagnetischen Körpers eines Wismuthstabes, viel leichter zeigen, wenn man zwischen den Magnetpolen unter demselben in äquatorialer Lage einen Eisenstab hinlegt.

sind ihm dann gewissermaassen die Magnetpole näher gebracht¹⁾. Indess sind dabei dennoch Irrungen möglich (vgl. den folgenden Paragraphen).

Sind die Polflächen des Magnetes nicht vorn zugespitzt oder abgerundet, sondern bilden sie eine grössere Fläche, so können sich Abweichungen von diesem normalen Verhalten ergeben, die leicht zu Irrthümern führen können.

Hängt man z. B. nahe vor einer verticalen, ebenen, runden oder viereckigen Polfläche (Fig. 230) (z. B. eines auf den einen Pol des verwendeten Magnetes gelegten Halbanners), die nicht zu kleine Dimensionen hat, in horizontaler Lage ein kleines Wismuthstäbchen auf, welches kürzer ist, als der horizontale Durchmesser der Polfläche, so stellt sich dasselbe mit seiner Axe senkrecht gegen die Polfläche, indem die von den Rändern der letzteren hauptsächlich ausgehende Abstossung seine Masse möglichst weit von jenen Rändern entfernt. In der der Polfläche parallelen Lage wäre es im labilen Gleichgewicht. Ist der Punkt, um den sich das

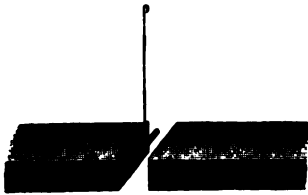
Fig. 230.



Stäbchen drehen kann, ein wenig nach der einen Seite der Polfläche verschoben, so ist die Abstossung von dieser Seite ein wenig grösser, und die Axe des Stäbchens neigt sich mit ihrem der Polfläche zugewandten Ende ein wenig gegen die andere Seite der Polfläche hin.

Hängt man in ähnlicher Weise zwischen den beiden viereckigen Polflächen der beiden, auf die Pole des Elektromagnetes gelegten und einander nahe stehenden Halbannere (Fig. 231), ein Wismuthstäbchen, so stellt es sich, wenn seine Schwingungsebene den Mitten der Polflächen entspricht, axial; sowie man es aber hebt oder senkt, dass es in der Ebene der oberen oder unteren Kanten der Polflächen schwingt, stellt es sich äquatorial, da im ersten

Fig. 231.



Falle hauptsächlich die von den verticalen Seitenkanten der Halbannere ausgehende Abstossung auf dasselbe wirkt, und die Enden des Stäbchens in der axialen Lage möglichst weit von ihnen entfernt sind; im letzteren Falle die von den oberen und unteren horizontalen Kanten ausgehende Wirkung nahezu an allen Stellen derselben gleich ist, und so das Stäbchen in der äquatorialen Lage der magnetischen Einwirkung möglichst untrübt ist. — Ein Glasröhrchen voll Eisenoxyd, voll Eisenvitriolpulver, verhält sich gerade entgegengesetzt. Es stellt sich in der Mitte zwischen den Polflächen äquatorial, indem seine Enden sich den stark

¹⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 613. 1848*.

magnetischen Rändern derselben zukehren, und legt sich in der Ebene der oberen oder unteren Kanten der Polflächen beiderseits gegen dieselben an. Auch Stäbchen von eisenhaltigem Zink, Silber, Kupfer, Zinn u. s. f. verhalten sich ebenso, und ebenfalls Dräthe von gewöhnlichem Messingdrath¹⁾, welche stets geringe Quantitäten Eisen enthalten.

Bei weiterem Heben über die Polflächen der Halbanker hinaus stellt sich ein etwas längeres, etwa 2 Centimeter langes Wismuthstäbchen, wenn die Halbanker auf 2 bis 3^{mm} einander genähert sind, wiederum axial, ein mit Eisenoxyd gefülltes Glasröhrchen u. s. f. dagegen äquatorial, indem nur so die Massen von den Punkten des Magnetes, in denen der freie Magnetismus besonders stark concentrirt ist, möglichst weit entfernt oder ihnen möglichst genähert sind.

Dieselben Erscheinungen zeigen sich, wenn auch schwächer, schon vor der etwas grösseren, verticalen Fläche nur eines auf den einen Pol des Magnetes aufgelegten Halbankers oder eines Stahlmagnetes, wie dies schon von Seebeck²⁾ und Becquerel³⁾ beobachtet ist.

Man kann bei diesen Versuchen recht deutlich zeigen, wie die magnetische Wirkung auf einen zwischen die Mitten der Polflächen gebrachten Körper hauptsächlich von ihren Kanten ausgeht, wenn man nach Tyndall (l. c.) zwischen denselben ein kleines Kügelchen von magnetischem Spatheisenstein an einem Coconfaden aufhängt. Dasselbe bebiegt sich stets von der Mitte der Polflächen gegen ihre Ränder hin.

Auch wenn man zwei gleichnamige Polflächen von beiden Seiten sehr nahe an das aufgehängte kurze Stäbchen bringt, kann sich dasselbe Verhalten aus den gleichen Gründen zeigen. Die Polflächen wirken entgegengesetzt polarisirend auf die einzelnen Theile der Körper, und je nach dem Ueberwiegen der Wirkung des einen oder anderen Randes dieser oder jener Polfläche nehmen die Körper eine gegen dieselbe geneigte Stellung an.

550

Abweichend von diesem Verhalten der schwach magnetischen Körper ist das von massiven Eisenstäben, von Glasröhren voll Eisenvitriollösung, in denen die Masse der magnetischen Körper ein Continuum bildet. Werden diese an der Polfläche aufgehängt und nähert sich das eine Ende derselben der letzteren, so dreht sich dieses Ende sogleich der Polfläche zu, dass es ihr möglichst nahe kommt.

Dieses verschiedene Verhalten der magnetischen Körper beruht nur auf der ungleichen Vertheilung ihrer magnetischen Masse. Bei den zuerst genannten Körpern, z. B. bei schwach magnetischem Messingdrath, liegen die einzelnen magnetischen Theilchen so weit von einander entfernt, dass sie nach ihrer Magnetisirung durch den Magnet nicht noch

¹⁾ Cavallo l. c.; Munke l. c.; Faraday, Exp. Res., Vol. III, p. 461*; Tyndall, Phil. Trans. 1855, p. 13*. — ²⁾ Seebeck, Pogg. Ann. Bd. X, S. 203. 1828*. — ³⁾ Becquerel, Ann. de Chim. et Phys. T. XXXVI, p. 337. 1827*; Pogg. Ann. Bd. XII, S. 622*.

seitig richtend auf einander einwirken, so dass die Anziehungswirkung der Polflächen auf jedes derselben unabhängig von den anderen wirkt. Bei den zweiten Körpern, wie Eisen, wird aber, sobald das Ende der Polfläche sich nähert, und die daselbst befindlichen Moleküle stärker magnetisch werden, sogleich eine magnetisirende Rückwirkung auf die folgenden Theilchen ausgeübt, der Körper erhält in der Richtung seiner Längenausdehnung eine magnetische Axe, deren eines, die Polfläche zugekehrtes Ende eine ihr ungleichnamige, deren anderes, das entferntere Ende eine gleichnamige Polarität mit ihr erhält. Das erstere Ende wird sich daher möglichst der Polfläche nähern. — Stellen wir den länglichen Körper so, dass in der Richtung auf seiner Axe normal zur Polfläche die magnetischen Theilchen leichter gegenseitig auf einander einwirken können, als in der Richtung der Axe selbst, so stellt sich, wie die erstgenannten schwach magnetischen Körper, parallel der Polfläche. Einen solchen Körper würde z. B. eine Glasröhre darstellen, welcher kreisrunde, verzinnete Eisenbleche oder noch besser abwechselnd Eisenbleche und Papierscheiben¹⁾ auf einander geschichtet sind.

Dieses verschiedene Verhalten der paramagnetischen Körper hat in neueren Zeiten Veranlassung gegeben, dieselben in zwei Classen zu theilen, in die gewöhnlichen, stark magnetischen Körper, wie Eisen u. s. f. und die transversal magnetischen Körper, wie Eisenoxyd, eisenhaltige Metalle u. s. f.

Es ist indess, wie wir gesehen, der Grund dieses verschiedenen Verhaltens ein rein secundärer; die aus demselben entspringenden Fehlerquellen lassen sich bei Anwendung abgerundeter oder zugespitzter Anordnungen leicht vermeiden.

Die überwiegende Anziehung der magnetischen und Abstossung der magnetischen Körper von den stärker magnetisirten Punkten der Flächen eines Magnetes kann zu einigen anderen Erscheinungen Veranlassung geben. 551

Hängt man z. B. über der Mitte der runden, horizontal gestellten Fläche eines Magnetpoles eine kleine Wismuthkugel auf, so bleibt sie in Ruhe. Hängt man sie näher an dem Rande über der Polfläche auf, so wird sie nach der Mitte hin bewegt, da dort der Magnetismus der Polfläche weniger stark ist. Führt man sie aber über den Rand der Polfläche hinaus, so wird sie nach aussen hin abgestossen. Eine Eisen- oder Nickelkugel, eine Kugel von Eisenvitriol u. s. f. verhält sich gerade umgekehrt. Sie sucht sich stets den stärker magnetischen Rändern der Polfläche zu nähern²⁾.

Entsprechend entfernt sich Wismuthpulver, welches man auf einer Polfläche eines Magnetpoles bedeckenden Papierbogen streut, von den Rändern derselben, während Eisenfeile sich zu ihnen hinbegeben³⁾.

¹⁾ Seebeck, l. c. — ²⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. XX, §. 2298 u. figde 1845*. — Faraday, ibid. §. 2304*; vgl. auch Guthrie, Phil. Mag. [4] Vol. XLI, p. 15. 1871*.

Hängt man ferner gerade über dem Rande der Polfläche an einem Coconfaden ein Wismuthstäbchen auf, so stellt es sich radial zu derselben, ein mit Eisenoxyd gefülltes Glasröhrchen, ein eisenhaltiger Zinnstab u. s. f. dagegen tangential¹⁾.

352

Es hat keine Schwierigkeit, durch Aufhängung zwischen den vorn abgerundeten, einander gegenüberstehenden Flächen der Halbanker eines starken Magnetes im Allgemeinen das magnetische Verhalten der verschiedenartigsten Körper zu bestimmen. Die festen Körper wendet man dabei am besten in Form von kleinen Stäbchen an. Die pulverförmigen Körper schliesst man in kleine Glasröhren ein. Doch muss man darauf Rücksicht nehmen, dass auch die Glasröhren vom Magnete bewegt und zwar wegen eines Eisengehaltes meist von demselben angezogen werden.

Die Flüssigkeiten werden, ebenso wie die Pulver, in Glasröhren eingeschlossen und so zwischen den Polen des Magnetes aufgehängt. Man kann auch, um den Diamagnetismus der Flüssigkeiten zu untersuchen, auf die Polflächen des Magnetes parallelepipedische Halbanker, auf diese ein Glimmerblatt legen und die Flüssigkeit zwischen den gegenüberstehenden Rändern der Pole hinaufgiessen²⁾. Ist die Flüssigkeit magnetisch, so begiebt sie sich zu den Polen hin, und ihr Niveau sinkt in der Mitte zwischen denselben. Ist dieselbe diamagnetisch, so erhebt sie sich zu

Fig. 232.



Fig. 233.



einem nach der äquatorialen Richtung gestreckten und nach den Polen abfallenden Sattel (Fig. 232 und 233). Wendet man statt des Glimmerblattes ein flaches Uhrglas an, welches man zwischen die Magnetpole setzt, so ändert die Flüssigkeit unter dem Einfluss des Magnetismus ihre kreisförmige Oberfläche in eine elliptische um, in der die grösste Axe bei den magnetischen Flüssigkeiten axial, bei den diamagnetischen äquatorial gerichtet ist.

Man kann auch nach Quet³⁾ eine kleine Menge der Flüssigkeit in ein dünnes Glasrohr einsaugen und dasselbe horizontal in äquatorialer Lage zwischen die Magnetpole bringen, so dass das Ende der Flüssigkeitssäule gerade in die axiale Linie fällt. Jenachdem die Flüssigkeit magnetisch oder diamagnetisch ist, bewegt sich die Flüssigkeitssäule bei Erregung des Magnetes zwischen die Pole hinein oder entfernt sich von ihnen. Legt man bei diamagnetischen Flüssigkeiten die Röhre in axialer Richtung über die Polflächen, so weicht die Flüssigkeitssäule bis jenseit derselben nach aussen.

1) Vgl. Oersted, Pogg. Ann. Bd. LXXV, S. 445. 1848*. — 2) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 568. 1848*. — 3) Quet, Compt. rend. T. XXXVIII, p. 362. 1854*.

Vermittelt der einen oder der anderen Methode erweisen sich als magnetisch in absteigender Linie¹⁾:

Eisen	Chrom	Palladium
Nickel	Cer	Platin
Cobalt	Titan	Osmium
Mangan		

ferner Silicium (stark), Beryllium (schwach), ebenso Aluminium, Kalium, Natrium (letztere nach Lamy²⁾ aus einer starken alkoholischen Lauge durch die Elektrolyse erhalten. Faraday hielt sie für diamagnetisch). Die zuletzt erwähnten Körper vom Titan an erscheinen wohl alle nur in Folge eines Eisengehaltes magnetisch.

In aufsteigender Linie diamagnetisch sind dagegen:

Wolfram	Arsen	Blei	Zink
Iridium	Gold	Quecksilber	Antimon
Rhodium	Kupfer	Cadmium	Wismuth
Uran	Silber	Zinn	

Sehr stark diamagnetisch ist auch Tellur, ebenso auch Schwefel und Selen und auch Thallium³⁾. Schwach diamagnetisch sind Niobium, Tantal⁴⁾.

Man kann bei diesen Versuchen nicht vorsichtig genug sein, da schon die geringsten Spuren von metallischem Eisen unter Einfluss eines Magnetes einen Magnetismus annehmen, der den Diamagnetismus sämtlicher diamagnetischer Körper bei gleichem Gewicht um mehr als das 100,000fache übersteigen kann. Reducirt man z. B. Kupfer aus möglichst eisenfreien Lösungen von Kupferchlorid oder schwefelsaurem Kupferoxyd durch Zink, welches etwaige Spuren von Eisen in der Lösung nicht mit fällt, so ist das Kupfer nach dem Trocknen in der Luft diamagnetisch. Spuren von Eisenoxyd ändern, da letzteres nur schwach magnetisch ist, dieses Verhalten in qualitativer Beziehung nicht zu sehr. Wird das Kupfer aber aus dem aus denselben Lösungen erhaltenen Kupferoxyd durch ganz reinen, elektrolytisch gewonnenen Wasserstoff reducirt, so ist es fast stets schwach magnetisch, da hier auch die Spuren des vorhandenen Eisens reducirt werden. Käufliches Kupfer ist wegen seines Eisengehaltes fast stets magnetisch. — Auch käufliches Platin, welches meist in eisernen Formen gepresst oder mit eisernen Instrumenten bearbeitet ist, ist magnetisch, wie auch Faraday fand. Ebenso zeigt sich das uralische, natürliche Platinerz zuweilen äusserst stark polarisch magnetisch, so dass Eisenfeile daran haften⁵⁾. Wird das Platin dagegen aus

¹⁾ S. namentlich Faraday, Exp. Res. Ser. XX u. figde. 1845*. — ²⁾ Lamy, *Ann. de Chim. et Phys.* T. LI, p. 305. 1857*. — ³⁾ Böttger, *Frankf. Jahresbericht* 1863, S. 26*. — ⁴⁾ Poggendorff, *Pogg. Ann.* Bd. LXXIII, S. 619. 1848*. — ⁵⁾ Kekscharof, *Bullet. de St. Petersb.* Vol. VII, p. 1771; *Archives des sc. phys. nat. Nouv. Sér. T. XXIX*, p. 165. 1867*.

möglichst reinem Platinsalmiak durch Erhitzen im Luftströme dargestellt, so ist es diamagnetisch ¹⁾. — Ob der Magnetismus des durch den galvanischen Strom mit Wasserstoff beladenen Palladiums, welchen Graham ²⁾ dem Magnetismus des damit verbundenen metallischen Hydrogeniums zuschrieb, nicht auch durch Reduction geringer Spuren von Eisen bedingt ist, bedürfte noch der genaueren Untersuchung.

In den flüssigen Amalgamen von Eisen, die man durch Elektrolyse einer Lösung von schwefelsaurem Eisenoxydul durch den Strom eines Daniell'schen Elementes unter Anwendung von Quecksilber als negativer Elektrode erhalten kann, bewahrt das Eisen fast vollständig seine magnetischen Eigenschaften ³⁾.

Die Oxyde und Salze von Eisen, mit Ausnahme des diamagnetischen gelben Blutlaugensalzes, sind magnetisch, ebenso die Oxyde und Salze von Nickel, Cobalt, Mangan, Cerium, Didym, Chrom, Titan (?) ⁴⁾, sowie deren wässrige Lösungen bei nicht zu grossen Verdünnungen. Die chromsauren Salze dagegen sind diamagnetisch. Löst man daher zweifach chromsaures Kali in schwefelsäurehaltigem Wasser und setzt Alkohol hinzu, so ist die Lösung diamagnetisch. Erhitzt man sie aber bis zur Reduction der Chromsäure zu Chromoxyd, so wird sie magnetisch ⁵⁾.

Die Oxyde und Salze von Platin, Palladium, Rhodium, Aluminium, Blei, Silber, Antimon, sowie die Salze der übrigen diamagnetischen Metalle sind alle diamagnetisch, mit Ausnahme von Kupferoxyd, Silbersuperoxyd (?) und Antimonsäure (?) ⁶⁾. Wird Colcothar in einer in der Richtung der Declinationsnadel liegenden Röhre zum Hellrothglühen erhitzt, so erhält man ein graues, stark polares Oxyd ⁷⁾.

Die Salze des Kupferoxyds sind zum Theil magnetisch, die Oxydulsalze aber diamagnetisch. Wasser, Eis ⁸⁾, Alkohol, Aether, Schwefel-

¹⁾ G. Wiedemann, 1867*. — ²⁾ Graham, Compt. Rend. T. LXVIII, p. 104; Pogg. Ann. Bd. CXXXVI, S. 317. 1869*. — ³⁾ Joule, Journ. Chem. Soc. 2. Ser. Vol. 1, p. 378. 1863; Chem. Centralblatt 1864, S. 222*. — ⁴⁾ Auch Wollaston, Phil. Trans. 1823, p. 400*, fand Titansäure magnetisch, schrieb dies aber auf einen Gehalt an Eisen. — ⁵⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. XXI, §. 2376. 1846*. — ⁶⁾ Matteucci, Cours d'induction, Paris 1854, p. 254*.

Die Beobachtungen von Malaguti (Ann. de Chim. et de Phys. [3], T. LXIX, p. 214. 1863.), dass das durch Calcination organischer Eisenoxydulsalze oder freiwillig an der Luft oxydirten kohlen-sauren Eisenoxyduls erhaltene Eisenoxyd viel stärker magnetisch ist, als das aus Eisenoxydsalzen niedergeschlagene Oxyd, kann sehr wohl auf einer theilweisen, wenn auch sehr geringen Reduction von Eisen bei der Calcination beruhen. — Aehnlich mag es sich mit der Beobachtung verhalten, dass Peridot und Pyroxen in einer durch einen Sauerstoffstrom angeblasenen Alkoholflamme eine schwammige oder emailartige, polarmagnetische Masse geben, während sie selbst nicht polarmagnetisch sind, sondern nur paramagnetisch. Die geschmolzene Masse ist zuweilen mit einer polarmagnetischen Kruste bedeckt, die der der Aerolithen entspricht (Larocque und Bianchi, Ann. de Chim. et de Phys. [4], T. I, p. 241. 1864*).

⁷⁾ Sidot, Compt. rend. T. LXVII, p. 175. 1868*. — ⁸⁾ Brunner, Pogg. Ann. Bd. LXXIX, S. 173. 1850*.

Salpetersäure, Borsäure u. s. f., geschmolzenes Wachs, Lösungen alkalischer und Erdsalzen, auch eisenfreies Flintglas, Holz, Fleisch, Knochen etc. sind diamagnetisch. Gewöhnliches Glas ist meist eisenhaltig und durchurch magnetisch. — Blut und Milch zeigen auf einem Glimmerplatte die Abstossung der ganzen Masse und ausserdem noch eine Bewegung der in ihnen schwimmenden Blut- und Fettkügelchen (Polen, die durch das Mikroskop beobachtet werden kann ¹⁾). Veranlassen in Olivenöl ²⁾ eine alkoholische Lösung von Eisenchlorür von bestimmter Dichtigkeit in Tropfen und setzt sie zwischen die Magnetpole, so verhält sich die magnetische Eisenchlorürlösung an den Polen und die magnetische Olivenöl flieht von denselben. Dagegen lässt sich leicht eine andere Art nachweisen, dass eine zwischen die Magnetpole gebrachte Eisenchlorürlösung sich in der Nähe derselben concentrirt und so dasselbe sich zu den Polen hingezogen wird. Lösung von gelbem Blutlaugensalz ist stärker diamagnetisch als Wasser, während Lösung von rothem Blutlaugensalz einen nur wenig von dem des Wassers verschiedenen Diamagnetismus besitzt. Indess ist das gepulverte gelbe Blutlaugensalz entschieden magnetisch. Die Masse des rothen Blutlaugensalzes ist entschieden magnetisch ³⁾. — Man muss bei der Untersuchung so wie anderer krystallisirter Salze stets dieselben in Pulverform nehmen, da ganze Krystalle sich leicht durch ihre eigenthümliche Structur einstellen, als es das Verhalten ihrer Masse für sich erwarten lässt ⁴⁾. Dass Cyannickel, Cyaneisen und Cyankobalt, Kobaltidcyanid die der Ferridcyanwasserstoffsäure analogen Verbindungen paramagnetisch, die Verbindungen der Ferrocyanwasserstoffsäure mit magnetischen Metallen paramagnetisch, mit diamagnetischen Metallen diamagnetisch sind, ist von Wiesener ⁵⁾ nachgewiesen worden.

Magnetismus der Gase ist schwierig zu untersuchen, da die Gase, in welche man sie einschliesst, gewöhnlich eine so starke Abstossung durch den Magnet erleiden, dass die Einwirkung auf die Gase fast völlig verschwindet. Eigentlich müsste man den Magnetismus der Gase im luftleeren Raume bestimmen. In der Luft selbst oder in Gasen ergibt sich nur, ob ein Gas magnetischer oder weniger magnetisch als dieselben ist. Dies letztere Verhalten hat Faraday ⁶⁾ in einer sehr sinnreicher Weise dargelegt. Die Gase strömten durch ein Glasrohr mit verticaler Oeffnung in einem verticalen Strom zwi-

¹⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 575. 1848*. — ²⁾ Matteucci, Compt. Rend. Bd. XXVI, p. 917. 1853*. — ³⁾ Arndtsen, Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 605. 1848*. — ⁴⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 576. 1848*. — ⁵⁾ Wiesener, Wiener Berichte. Bd. XLVI [2], S. 175; Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 336. 1848*. — ⁶⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. XXI, §. 2400 u. figde. Phil. Mag. [3] Vol. XXXI, p. 401. 1847*; Exp. Res. Vol. III, p. 467*.

schen die Pole des Magnetes. Das Rohr hatte seine Oeffnung ob und war unter den Magnetpolen aufgestellt, wenn das Gas leicht die umgebende Luft war; im entgegengesetzten Falle war es über Magnetpolen mit seiner Oeffnung nach unten aufgestellt. In das Strömungsrohr wurde ein kleines, mit Chlorwasserstoffsäure befeuchtes Löschpapier gelegt. Der Oeffnung des Rohres gegenüber waren auf Gestell drei kleine, parallele, fingerdicke Glasröhrchen aufgestellt, das eine Röhrchen in der axialen Linie, die beiden anderen an jeder derselben standen. In diese Röhrchen waren Streifen von Fließ eingelegt, welche mit Ammoniakflüssigkeit getränkt waren. Der Apparat war zur Vermeidung der Luftströmungen mit einem aus Papier und Glimmerplatten zusammengesetzten Kästchen von 6" und 4" Breite und Höhe bedeckt.

Strömen die Gase ohne Einwirkung des Magnetes aus, so gehen sie in die mittlere Röhre. Wirkt aber der Magnet, so wird der Gas aus seiner Richtung abgelenkt und gelangt in eine andere Röhre, je dem er vom Magnet angezogen oder abgestossen wird. Lässt man Wasserstoff gerade in der Mitte unter den Magnetpolen austreten, so scheidet sich der Strom in zwei Theile, die, wie die Zinken einer Stimmgabel zu beiden Seiten der Magnetpole in der Äquatorialebene erheben.

Bei den gefärbten Gasen, Jod und Bromdampf, salpêtrichter verdichtetem Wasserdampf, sieht man schon an der Richtung des Stromes ohne Weiteres, ob die Gase magnetischer oder diamagnetischer sind, als das umgebende Medium.

Man kann das magnetische Verhalten der Gase auch sehr genau, wenn man sie in eine Blase füllt, welche vorn ein, durch einen verschlossenes, dünnes Ausströmungsrohr trägt. Taucht man die End des Rohres in Seifenwasser, so kann man durch Oeffnen des Hahnes Blasen bilden, welche an dem Rohre hängen bleiben ¹⁾. Bringt man solche, mit gewöhnlicher Luft gefüllte Seifenblase in den Winkel zwischen den, in geneigter Stellung gegen einander geschobenen Halbs eines Elektromagnetes, so weicht sie wegen der Abstossung des Wassers sehr schwach in äquatorialer Richtung aus. Wird die Blase mit ölbildendem Gase gefüllt, so flieht sie sehr viel stärker von den Polen. Das ölbildende Gas ist also stärker diamagnetisch oder weniger magnetisch, als die umgebende Luft. Füllt man die Seifenblase mit Sauerstoffgas, so wird sie schnell zu den Magnetpolen hingezogen; das Sauerstoffgas ist also magnetischer oder weniger diamagnetisch als die Luft. Beleuchtet man die mit den Gasen gefüllten Seifenblasen mit elektrischem Licht, so kann man ihr magnetisches Verhalten auch einer grösseren Genauigkeit zeigen ²⁾.

¹⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 551. 1848*; Faraday, Exp. Ser. XXV, §. 2758 — 69. 1850*. — ²⁾ Chautard, Compt. rend. T. LXIV, p. 1867*; Pogg. Ann. Bd. CXXXI, S. 656. 1867*.

Mittelst der zuerst angegebenen Methode fand sich in der Luft magnetisch: Sauerstoffgas. Dieses magnetische Verhalten des Sauerstoffgases kann man auch nachweisen, indem man eine wohlausgeglühte Kohle, welche sich zwischen den Magnetpolen in äquatorialer Lage einstellt, in Sauerstoffgas eintaucht. Der absorbirte Sauerstoff bewirkt dann, dass die Kohle sich axial stellt.

Weniger magnetisch als die Luft, oder diamagnetisch verhalten sich in derselben

Stickstoff (schwach)	Wasserstoff (stark)
Kohlensäure	Ölbildendes Gas
Kohlenoxyd	Steinkohlengas
Stickoxydul	Schwefelichte Säure
Stickoxyd (sehr schwach)	Chlor- und Jodwasserstoff
Chlor	Fluorkieselgas
Brom- und Joddampf	Ammoniakgas
Cyan	

sch Plücker auch Quecksilberdampf, der mit condensirtem Quecksilber, und Wasserdampf, der mit condensirten Wassertröpfchen gemengt ist.

Wurde der die Magnetpole einschliessende Kasten, statt mit Luft, mit Kohlensäure gefüllt, so waren in ihr

magnetisch: Sauerstoff, Stickoxyd, Luft;

diamagnetisch: die übrigen Gase, auch Kohlenoxyd, welches in einem gleichen Volumen die gleiche Menge Kohlenstoff, aber nur die Hälfte des magnetischen Sauerstoffs, wie die Kohlensäure, enthält.

In Steinkohlengas waren

magnetisch: Sauerstoff, Luft (schwach);

diamagnetisch: die anderen Gase;

In Wasserstoff

magnetisch: Luft, Sauerstoff, Stickoxyd;

diamagnetisch: die anderen Gase, namentlich Stickstoff, Stickoxydul, ölbildendes Gas.

Auch hat Faraday ¹⁾ an dem Ende des horizontalen Hebels einer Schwaige ein horizontales Querstück befestigt, und an dessen beiden Enden zwei möglichst gleiche, an beiden Seiten zu Spitzen ausgezogene und mit verschiedenen Gasen gefüllte Glasröhren gehängt. Der Apparat wurde aufgestellt, dass die beiden Glasröhren in der Äquatorialebene zu beiden Seiten der Pole eines starken Magnetes hingen. Bei der Erregung des letzteren wurde stets die mit dem stärker magnetischen Gas gefüllte Röhre zwischen die Magnetpole hineingezogen, die mit dem we-

¹⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. XXV, §. 2770 u. figde. 1850*.

niger magnetischen oder diamagnetischen Gase gefüllte entfernte sie Gegentheil von ihnen. Auf diese Weise liess sich auch nachweisen, mit der Verdünnung des Gases, z. B. des Sauerstoffes, die Wirkung Magnetes auf dasselbe abnimmt. (Vgl. auch den folgenden Abschnitt)

In einer anderen Weise hat Plücker ¹⁾ den Diamagnetismus der nachzuweisen versucht, indem er zwischen die auf die Pole des Magnetes gesetzten Halbanker ein Kästchen von dünnem Messingblech stellte dessen eine Seitenfläche eine Glasröhre von 1 Millimeter Durchmesser eingekittet war. In die Glasröhre wurde ein Alkoholtropfen als Inhalt gebracht. Wurde der Magnet erregt, so ging der Alkoholtropfen im Rohr nach aussen, so dass die Luft im Messingkasten von den Magnetpolen abgestossen und daselbst ausgedehnt zu werden schien. Es wäre es dennoch möglich, dass diese Wirkung durch die magnetische Wirkung auf die Wände des Blechkastens bedingt war, wodurch der innere Raum desselben verkleinert wurde. Faraday hat bei ähnlichen Versuchen wenigstens keine bestimmten Resultate erhalten ²⁾.

556 Bei den oben beschriebenen Versuchen über das magnetische Verhalten der festen und flüssigen Körper haben wir angenommen, dass das Medium, in dem sie sich zwischen den Magnetpolen befinden, keinen Einfluss ausübt. In der That können wir den Einfluss der Luft wegen ihrer geringen Masse in den meisten Fällen vernachlässigen. Dem ist jedoch nicht so, wenn das die Körper umgebende Medium eine grössere Dichtigkeit besitzt ³⁾.

Hängt man z. B. eine mit verdünnter Lösung von schwefelsaurem Eisenoxydul gefüllte Glasröhre zwischen die Magnetpole, so stellt sie sich axial. Setzt man aber zwischen die Pole ein mit einer concentrirten Lösung desselben Salzes gefülltes Glas und hängt in dieses die gefüllte Glasröhre hinein, so stellt sie sich äquatorial ⁴⁾. Hängt man ebenso dem einen Magnetpol an einem Coconfaden eine mit verdünnter Eisenvitriollösung gefüllte Röhre vertical auf, so wird sie angezogen. Wenn sie aber in der concentrirteren Lösung schwebt, wird sie abgestossen.

In gleicher Weise stellt sich eine mit Aetherdampf gefüllte Glasröhre in der Luft äquatorial, in flüssigem Aether axial ein.

Setzt man ferner auf die eine horizontale Polfläche eines starken Elektromagnetes ein mit Eisenvitriol gefülltes Glas und lässt in dieses ein mit einer Glaskugel versehenes und mit Quecksilber gefülltes Thermometerrohr schwimmen, welches für sich vom Magnete wenig angezogen wird, so steigt es beim Schliessen des magnetisirenden Stromes in die Höhe. Vertauscht man dagegen die Lösung mit Schwefelkohlenstoff

¹⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 580. 1848*. — ²⁾ Faraday, Exp. Ser. XXV, §. 2730. 1850*. — ³⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. XXI, §. 2401. 1846*. ⁴⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. XXI, §. 2362 u. fgde. 1846*.

Vasser, so sinkt beim Magnetisiren das Rohr tiefer in die Flüssigkeit ein.

Um in Bezug hierauf Bestimmungen zu erhalten, setzt Plücker ¹⁾ 557 auf den einen Pol eines Magnetes ein, unten mit einem dünnen Glimmerlättchen verschlossenes Lampenglas. Er senkt in dieses Glas eine Kugel von Wismuth von 10 bis 12^{mm} Durchmesser, welche an einem Coconden an der einen Schale einer Wage hängt, so weit ein, dass sie gerade an Glimmerblatt berührt, und bestimmt die Gewichte, welche erforderlich sind, um beim Magnetisiren des Magnetes die vom Magnetpol abgeossene Wismuthkugel stets wieder mit dem Glimmerblatt in Berührung zu bringen. Wird das Glas mit verschiedenen Flüssigkeiten gefüllt, sind die hierzu nöthigen Gewichte verschieden. Sie betragen z. B. in der

Wismuthkugel in Luft	785 Millgr.
" " Wasser	745 "
" " Eisenchlorid	885 "

Im Eisenchlorid war also die Abstossung des Wismuths viel bedeutender als in der Luft, im Wasser aber kleiner.

Genaue quantitative Versuche hat hierüber E. Becquerel ²⁾ angeellt. Derselbe hat auf die Pole *P* eines sehr starken Elektromagnetes (Fig. 234) viereckige Eisenmassen *a* gelegt, welche gerade mit der unteren Fläche des Kastens *k* einer

Fig. 234.



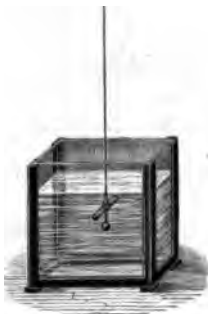
auf dieselben gestellten Drehwaage in einer Horizontalebene sich befanden. Auf diese Eisenmassen wurden in axialer Richtung einander parallel, indess nicht ganz in einer geraden Linie, parallelepipedische Eisenstäbe *b* gelegt, welche bis an den Kasten der Drehwaage heranreichten. In diesem selbst lagen zwei andere kleine Eisenstäbe *c* von demselben Querschnitt, welche durch die Wände des Kastens hindurchgingen und sich an jene Stäbe *b* anlegten. Sie waren auf dem Boden der Drehwaage befestigt. Diese Eisenstäbe, deren Endflächen im

neren der Drehwaage 3 Centimeter von einander abstanden, waren ein

¹⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 578. 1849*. — ²⁾ E. Becquerel, n. de Chim. et Phys. [3], T. XXVIII, p. 283. 1850*.

wenig seitlich gegen einander verschoben, so dass die gegenüberstehenden Seitenflächen etwa 3 Millimeter von einander entfernt waren. Es wurden nun an einer Schleife an dem Faden der Drehwage die zu untersuchenden Körper *d* in Form von Stäbchen in horizontaler Lage zwischen die Eisenstäbe *c* gehängt. Unten war an denselben vermittelt eines dünnen Coconfadens eine Bleikugel befestigt, welche in Wasser oder Chlorcalciumlösung tauchte, um die seitlichen Schwankungen der Stäbchen zu verhindern. Der Kopf der Drehwage wurde so gedreht, dass dieselben in einer bestimmten Lage sich befanden, welche durch ein seitliches Mikroskop genauer fixirt werden konnte. Beim Schliessen des den Magnet erregenden Stromes wurden die Stäbchen von den Magnetpolen zurück-

Fig. 235.



gestossen. Vermittelt der Drehung des dieselben tragenden Fadens konnte man sie in ihre frühere Gleichgewichtslage zurückführen. Der hierzu erforderliche Drehungswinkel ist der auf die Stäbe wirkenden abstossenden Kraft proportional.

Nach der Bestimmung dieser Kraft in der Luft wurde das an den Körpern unterhalb angebrachte kleine Bleigewicht entfernt, sodann zwischen die Magnetpole ein kleines, mit verschiedenen Flüssigkeiten gefülltes Glaskästchen (Fig. 235) geschoben, in dieses das Stäbchen hineingehängt, und wieder die Abstossung bestimmt.

Auf diese Weise ergab sich z. B. die Wirkung des Magnetes auf eine Schwefelstange und einen Wachsstab wie folgt:

	Schwefelstange	Wachsstab
In Luft	— 0,9038	— 0,3485
„ Wasser	— 0,1004	+ 0,2647
„ conc. Lösung von Chlor- magnesium . . .	+ 0,0649	+ 0,3816
„ „ schwefelsaurem Nickeloxyd . . .	— 2,6060	— 1,6733

Das Zeichen — bezeichnet die Abstossung, das Zeichen + die Anziehung der Körper durch die Magnetpole. — Es verwandelt sich also die Abstossung, welche beide Stäbe in der Luft erleiden, in der Lösung von Chlormagnesium in eine Anziehung. — Nehmen wir an, dass die Wirkung des Magnetes auf die in verschiedenen Medien befindlichen Körper stets der Differenz der Wirkungen des Magnetes auf dieselben und die von ihnen verdrängten Flüssigkeitsvolumina entspricht, und bezeichnen wir die Abstossungen der Reihe nach mit R_l , R_w , R_m , R_n , so müssen die Differenzen $R_w - R_l$, $R_m - R_l$, $R_n - R_l$ für den Schwefel- und Wachsstab einander proportional sein, indem sie die Differenz der mag-

chen Einwirkung auf die gleichen, von den Körpern verdrängten Volumen Wasser und Luft, Chlormagnesium- oder Nickellösung und Luft haben. Setzt man, um die Werthe vergleichen zu können, für beide die Differenz $R_w - R_l = 10$, so erhält man:

	beim Schwefel	beim Wachs
$R_w - R_l$	— 10	— 10
$R_m - R_l$	— 12,06	— 11,91
$R_n - R_l$	+ 21,19	+ 21,60

Aus diesen Versuchen folgt, dass die Anziehung oder Abstossung eines magnetischen oder diamagnetischen Körpers durch Magnet beim Eintauchen in eine Flüssigkeit gerade um so viel sich ändert, als die diamagnetische Abstossung oder magnetische Anziehung des verdrängten Theiles der Flüssigkeit beträgt. Es entspricht dieses Gesetz dem Archimedischen Prinzip nach welchem ein nur dem Einfluss der Schwere unterworfenen Körper in einer Flüssigkeit soviel an seinem Gewichte verliert, als das Gewicht der verdrängten Flüssigkeit beträgt.

Hat man daher einmal die diamagnetische Abstossung oder magnetische Anziehung eines Körpers im luftleeren Raum R_v und in anderen Medien, z. B. Luft, R_x bestimmt und misst nun den Diamagnetismus veränderlicher anderer, gleichgestalteter Körper in den letzteren Medien, so braucht man zu den erhaltenen Werthen nur den Werth $R_x - R_v$ zu addiren, um ihre diamagnetische Abstossung in dem luftleeren Raum zu erhalten. — Umgekehrt giebt der Werth $R_x - R_v$ unmittelbar den Werth der diamagnetischen Abstossung oder Anziehung auf das vom Körper verdrängte Volumen des ihn umgebenden Mediums. Man kann auf diese Weise, ganz nach Art der Bestimmung des specifischen Gewichtes, das magnetische Verhalten verschiedener Flüssigkeiten bestimmen, indem man das magnetische Verhalten desselben festen Körpers, z. B. eines Wismuthstabes, in ihnen vergleicht.

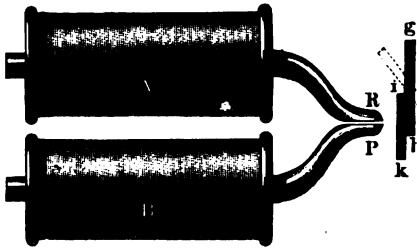
Die Einstellung diamagnetischer Körper durch den Magnet ist auf 558 verschiedene Weise erklärt worden.

Die einfachste Annahme wäre die, dass die Materie derselben direct von den Magnetpolen abgestossen würde. — Gegen diese Annahme steht ein von Reich¹⁾ angestellter Versuch. Näherte er gleichzeitig zwei Magnetstäbe, den einen mit seinem Nordpol, den anderen mit seinem Südpol von derselben Seite her einer an dem Arm einer Drehwaage hängenden Wismuthkugel, so wurde sie mit einer Kraft abgestossen, die nicht der Summe, sondern der Differenz der Wirkungen der Pole entsprach.

¹⁾ Reich, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 60. 1848*.

Denselben Versuch hat Tyndall¹⁾ mittelst zweier Elektr. *A* und *B* (Fig. 236) angestellt, deren eine Enden *R* und *P* halbcylindrisch abgefeilt und gegen einander gebogen waren, so dass sie

Fig. 236.



gegen einander gebogen waren, so dass sie eine cylindrische, abgerundete Spalte bildeten. Vor den beiden war ein Wismutstäbchen *gh* an einem Coconfaden hängend und durch die Glasplatte *ik* gegengedrückt.

Waren die beiden einander gleichnamig, so wurde das Wismutstäbchen zurückgestossen, waren sie ungleichnamig, so blieb unbeweglich an der Glasplatte. Indess wirken hierbei auch die Pole *R* und *P* so auf einander ein, dass vor denselben nur wer Magnetismus auftritt.

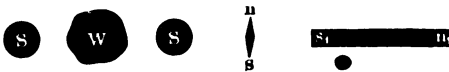
559

Eine zweite Annahme wäre die, dass in den diamagnetischen Körpern, ganz ebenso wie in den magnetischen, durch einen benachbarten Magnetpol eine temporäre magnetische Polarität hervorgerufen würde, welche indess in den diamagnetischen Körpern entgegengesetzt wäre der Polarität der magnetischen Pole²⁾. Ein Nordpol würde daher in den ihm benachbarten Theilen des diamagnetischen Stoffes einen Nordpol, ein Südpol einen Südpol bilden und auf diese Weise die Einwirkung der gleichnamigen Pole auf der eine Abstossung des diamagnetischen Stoffes bedingen. Diese Annahme würde den Versuch von Reich völlig erklären.

Diese entgegengesetzte Polarität in den diamagnetischen Körpern hat man durch mehrfache Versuche nachgewiesen.

So hat W. Weber³⁾ vor den Polen *N* und *S* (Fig. 237) eines starken Magnetes eine kleine Magnetnadel *ns* aufgehängt. Du

Fig. 237.



nähern eines Magnetes *ns* an die Nadel *ns* man, dass dieselbe senkrecht gegen die Verbindungslinie der Magnetpole bewahrt. La

jetzt zwischen die Pole des ersten Magnetes *NS* ein Stück Wismut

¹⁾ Tyndall, Phil. Trans. 1855, p. 23*. — ²⁾ Faraday, Exp. Res. S. 2429. 1846*. — ³⁾ W. Weber, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 241. 1848*.

so weicht die Nadel so aus, als wenn der Pol *S* stärker geworden wäre. — Legt man zwischen die Pole ein Stück Eisen, so weicht die Nadel nach der entgegengesetzten Seite aus.

Oder man hängt nach Poggendorff ¹⁾ vor dem einen (Nord-) Pol eines starken Elektromagnetes ein Wismuthstäbchen auf, welches die äquatoriale Lage annimmt. Nähert man dann dem Stäbchen von der Seite des Nordpols des Elektromagnetes einen kleinen Stahlmagnet mit seinem Südpol, so wird das Stäbchen angezogen. — Ein vor dem Nordpol aufgehängtes Eisenstäbchen stellt sich dagegen axial und wird von dem genäherten Südpol des Stahlmagnetes abgestossen.

Der kleine Stahlmagnet ist zu schwach, um die durch den starken Elektromagnet im Wismuth- und Eisenstab erzeugte Polarität aufzuheben. Er kann nur auf die durch den Elektromagnet magnetisirten Körper seine Anziehungs- und Abstossungswirkung äussern.

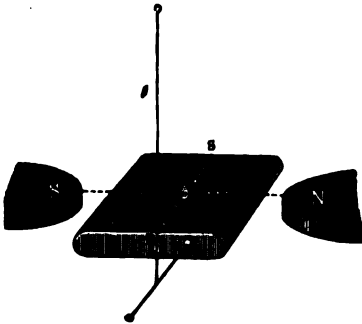
Auch kann man nach Poggendorff ein Wismuthstäbchen innerhalb einer Drathspirale, deren Windungen zu dem in der äquatorialen Lage schwebenden Stäbchen normal sind, zwischen den Polen des Elektromagnetes aufhängen. Jedesmal wenn man durch die Spirale einen im Verhältniss zu der Kraft des Elektromagnetes nicht zu schwachen Strom leitet, wird das Wismuthstäbchen so abgelenkt, wie wenn die Seiten des Wismuthstabes mit den ihnen zugekehrten Polen des Elektromagnetes gleiche Polarität haben.

Man muss bei diesen Versuchen indess besonders vorsichtig sein, indem eine Reihe von Resultaten durch secundäre Einflüsse bedingt sein kann, namentlich durch Inductionsströme beim Oeffnen und Schliessen der magnetisirenden Ströme. Andere Einflüsse zeigen z. B. einige Versuche von Tyndall ²⁾. Derselbe hängte zwischen den Polen eines Elektromagnetes ein Wismuthstäbchen auf, welches in der Art aus einer Wismuthplatte geschnitten war, dass die Spaltungsrichtung normal gegen die Axe des Stäbchens lag. Dasselbe stellte sich entgegen dem gewöhnlichen Verhalten nach den später anzuführenden Versuchen mit seiner Längsaxe axial (s. Einfluss der Krystallform). Die diamagnetische Polarisirung seiner Enden muss hier sehr stark hervortreten, da dieselben den Magnetpolen sehr nahe sind. Es wurde nun zwischen die Pole *NS* des Magnetes ein Drathgewinde gebracht, dessen Windungsebene vertical lag und mit der axialen Richtung zusammenfiel. So wie der Strom durch das Drathgewinde geleitet wurde, wich das Stäbchen aus der axialen Lage in der Richtung ab, wie wenn neben dem Südpol des Magnetes ein Nordpol im Stäbchen erzeugt worden wäre, genau in derselben Weise, wie ein magnetisches Stäbchen, z. B. von magnetischem Schiefer, sich verhält. — Ganz ebenso verhielt sich ein gewöhnliches

¹⁾ Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 475. 1848*. — ²⁾ Tyndall, Phil. Mag. [4] Vol. II, p. 333; Pogg. Ann. Bd. LXXXVII, S. 189. 1852*; auch Phil. Trans. 1855, p. 24*. Phil. Mag. [4] Vol. X, p. 257*.

Wismuthstäbchen, bei welchem nur die kürzere Dimension sich zuerst axial stellte. — Der Grund dieser Erscheinungen ist indess nur der, dass das Drathgewinde *O* (Fig. 238) als ein Magnet zu betrachten ist, dessen Pole *n* und *s* in der äquatorialen Linie liegen. Auf diese Weise wird das Maximum der magnetischen Wirkung nicht mehr in der axialen Linie *NS*, sondern auf einer zwischen *NOS* und *nOs* liegenden Linie stattfinden. Von dieser strebt sich die Masse der diamagnetischen Körper

Fig. 238.



möglichst zu entfernen, um zu den in den Quadranten *NOS* und *nOs* liegenden Punkten der schwächsten magnetischen Wirkung überzugehen. — Diese Veränderung der Vertheilung der magnetischen Wirkung in dem zwischen den Magnetpolen liegenden Felde hat Tyndall auch nachgewiesen, indem er an einem horizontal aufgehängten Hebel ein Kügelchen von Spatheisenstein befestigte und dasselbe in das Innere des zwischen die Magnetpole gestellten Drathgewindes brachte. Wurde

der Magnet für sich erregt, so stellte sich z. B. das Kügelchen im Punkt α ein. So wie aber der Strom durch das Drathgewinde geleitet wurde, ging dasselbe zu dem Punkt β der stärkeren magnetischen Wirkung über. Bei Umkehrung des Stromes im Drathgewinde oder in den, den Magnet umgebenden Spiralen begab sich die Kugel wieder zum Punkt α , wo jetzt die stärkere magnetische Wirkung stattfand.

Wurde das Drathgewinde so zwischen die Magnetpole gebracht, dass seine Windungen in äquatorialen Ebenen sich befanden, so bewahrte das in dieselbe gehängte Wismuthstäbchen seine Lage, als die Ströme durch das Gewinde in derselben Richtung, wie um die Pole des Elektromagnetes, geleitet wurden. — Bei entgegengesetzter Stromesrichtung wich das Stäbchen aus seiner Lage, indem wiederum im ersten Fall die Wirkung des Stromes im Drathgewinde sich zu der des Magnetes addirte, im zweiten von derselben subtrahirte und die magnetische Intensität in der Nähe der Pole schwächte.

560 Sehr sicher und direct lässt sich die diamagnetische Polarität durch folgenden Versuch von Tyndall nachweisen ¹⁾.

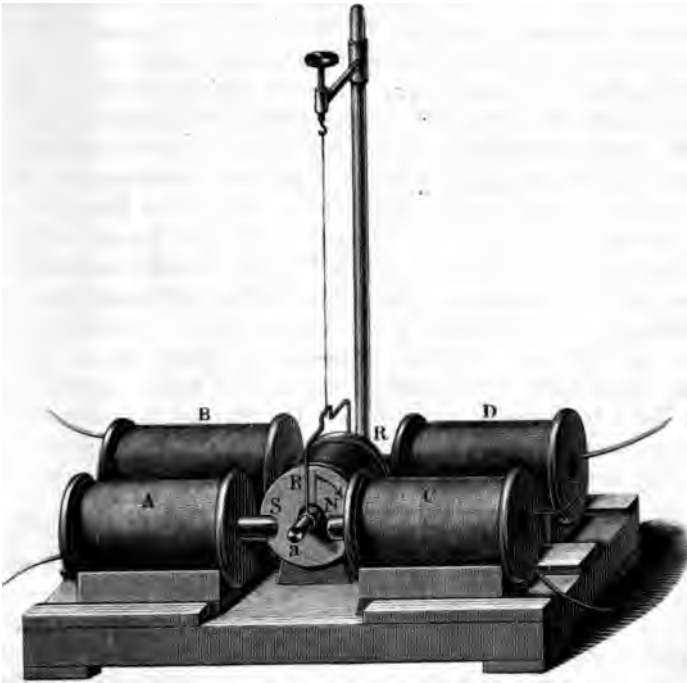
Zwischen vier geradlinige Elektromagnete *A, B, C, D* (Fig. 239) wird eine Drathspirale *R* (5,7 Zoll lang, 1,8 Zoll innerer, 4 Zoll äusserer Durchmesser, Kupferdrath 0,1 Zoll dick) gelegt und vermittelt eines

¹⁾ Tyndall, Phil. Trans. 1855, p. 24 u. fgde.* Phil. Mag. [4] Vol. X, p. 268 u. fgde.* Ein ähnlicher Apparat auch Phil. Mag. [4] Vol. IX, p. 425. 1855*.

zels von feinem Silberdrath, der an einem oder mehreren Coconfäden befestigt ist, ein Wismuthstab *a* (14 Zoll lang, 1 Zoll dick) eingehängt.

Elektromagnete werden so durch herumgeleitete Ströme erregt, dass 3. die beiden gegen den Wismuthstab *a* gekehrten Pole *S* von *A* und gleichnamig, z. B. südpolar, die entsprechenden Pole *N* von *C* und *D* die nordpolar sind. Man leitet nun durch die Spirale *R* einen Strom in der Richtung des Pfeiles, dessen Intensität gegen die Intensität der Elektromagnete erregenden Ströme so bedeutend ist, dass die diamagnetische Polarisation des Wismuthstabes durch ersterer die Polarisation

Fig. 239.



selben durch die Elektromagnete überwiegt. Es entsteht dann an dem anderen Ende des Wismuthstabes ein Nordpol, derselbe bewegt sich gegen den Elektromagnet *A* hin. Ein Eisenstäbchen oder ein Stäbchen aus magnetischem Stoff zeigt das entgegengesetzte Verhalten. Durch Umkehrung der Stromesrichtung in der Spirale *R* und in den die Magnete umgebenden Spiralen kann man die Ablenkung des Wismuthstabes beliebig verändern.

Dieselben Versuche kann man, wenn auch mit etwas geringerer Kraft, schon bei Anwendung zweier Elektromagnete *A* und *D* oder *B* und *C*

anstellen, wo dann entweder eine Anziehung oder Abstossung der Enden des Wismuthstabes erfolgt, die stets anzeigt, dass seine Polarität die entgegengesetzte von der eines in gleicher Weise aufgehängten Eisenstabes ist. — Auch wenn man die Spirale R durch eine kleinere ersetzt, welche man zwischen die parallelepipedischen Polflächen der auf einen Elektromagnet aufgelegten Halbanker legt und nun in sie ein Wismuthstäbchen oder ein magnetisches Stäbchen, z. B. ein Röhrchen voll Eisenoxyd, hineinhängt, beobachtet man die analogen Resultate, die sich in einer leicht erklärlichen Weise ein wenig abändern, jenachdem man erst die Magnete erregt und dann einen Strom durch die Spirale leitet, oder umgekehrt.

561 Durch eine andere Methode, welche sich auch vorzüglich gut zu messenden Versuchen eignet, hat W. Weber¹⁾ die diamagnetische Polarität mittelst des Diamagnetometers nachgewiesen.

Wir geben die Beschreibung desselben mit einigen von Weber herrührenden und von Tyndall²⁾ beschriebenen Abänderungen.

In einem rechteckigen, an der Wand des Zimmers befestigten Holzkasten (Fig. 240) sind in verticaler Lage zwei Drathspiralen HE und $H'E'$ parallel neben einander angebracht. Der innere Durchmesser derselben beträgt etwa 25^{mm}, der äussere 35^{mm}, ihre Länge etwa 500^{mm}. Ihre Axen haben einen Abstand von 90^{mm}. Sie bestehen aus zwei Schichten von je 230 Windungen. Diese Spiralen sind auf messingene Röhren gewickelt, die oberhalb aus den Spiralen herausragen und ein Querstück GG tragen, an welchem mittelst mehrerer Coconfäden ein in einer dämpfenden Kupferhülle schwingender Magnet SN hängt, dessen Axe auf halber Höhe der Spiralen sich befindet. Die Spiralen liegen in der durch den magnetischen Meridian gelegten Verticalebene, so dass der Magnet seine Pole denselben zukehrt. Seine Ablenkungen können mittelst eines an ihm angebrachten Spiegels durch Fernrohr und Scala abgelesen werden.

Dem einen Pol des Magnetes wird von Nord oder Süd her ein Magnetstab in der Richtung der Verlängerung seiner Axe mit seinem gleichnamigen Pol gegenübergelegt und so die Wirkung des Erdmagnetismus zum Theil compensirt, so dass seine Schwingungsdauer sich vergrössert.

Unterhalb und oberhalb der Spiralen sind Holzrollen W, W_1 angebracht, deren Durchmesser dem Abstand der Axen der Spiralen entspricht. Ueber diese Rollen ist eine durch die Axen der Spiralen hindurchgehende Schnur ss' gezogen, an welcher in den der Mitte der Spiralen entsprechenden Punkten zwei massive oder hohle Cylinder mm und po von magnetischen oder diamagnetischen Stoffen befestigt sind. Durch einen an der unteren Rolle angebrachten Hebel oder durch einen Schlüssel, welcher bis zu dem am Fernrohr sitzenden Beobachter sich

¹⁾ W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen, Th. III. 1852*. — ²⁾ Tyndall, Phil. Trans. 1856. Pt. I, p. 237*; vgl. auch Christie, Pogg. Ann. Bd. VIII. S. 577. 1858*.

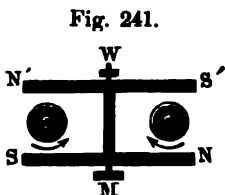
man dieselbe hin- und herdrehen und dadurch bewirken, und das untere Ende des Cylinders mn und das obere Ende des Cylinders op , oder das obere Ende von mn und das untere von op sich in der Ebene der Pole des zwischen den Spiralen aufgehängten Magnetes befindet. Durch beide Spiralen wird vermittelt der Leitungsdräthe ein Strom in entgegengesetzter Richtung geleitet. Wird durch diesen Strom für sich schon der Magnet abgelenkt, so leitet man den Strom noch durch einen mit Drath überwundenen Multiplicatorrahmen, den man dem Magnet so lange in der auf dem Meridian senkrechten Ebene nähert, bis er in Ruhe bleibt, wenn man den Strom öffnet und schliesst. Beim Einsenken von Eisenstäbchen in die Spiralen wird daher z. B. das in der Spirale HE befindliche Stäbchen oberhalb einen Nordpol, das in der Spirale $H'E'$ befindliche daselbst einen Südpol erhalten. Bei Anwendung diamagnetischer Wismuthstäbe wird die Polarität entgegengesetzt sein. Bei dem abwechselnden Heben und Senken der beiden Stäbchen werden daher auch abwechselnd die beiden nordpolaren oder südpolaren Enden derselben den Polen des Magnetes gegenübergestellt und derselbe dadurch abgelenkt. Ist der Magnet in Schwingungen, so kann man, wenn man den Wechsel der Stellungen der Stäbe gerade in den Momenten vornimmt, wo er das Ende seines Schwingungsbogens erreicht hat, leicht seine Elongationen vermindern. So wird der Magnet allmählich beruhigt. Fährt man fort, die Stäbe zu heben und zu senken, so vergrössern sich jetzt die Schwingungsbogen allmählich und erreichen zuletzt ein Maximum, die durch die Wirkung der Stäbe verursachte Vergrößerung der Schwingungsbogenweite genau gleich ist der Abnahme derselben durch die Reibung der Schwingungen vermöge der in der umgebenden Kupferen Ströme.

Drei Beobachtungen der Stände der Nadel am Anfang und am Ende einer Schwingung kann man ihre Ruhelage und die Weite jedes Schwingungsbogens berechnen, wobei man auf die Dämpfung der Nadel Rücksicht nehmen hat. (Vgl. die §. 216 beschriebene Multiplicationsmethode.) Bezeichnet λ das logarithmische Decrement der Schwingungsbogenweite, während sie unter dem Einfluss der Dämpfung allein die Schwingungsbogenweite des n ten Schwingungsbogens der N ten Schwingung an gezählt, welche bei der allmählichen Beruhigung der Schwingungen der Nadel als Maximum sich ergibt, gleich w , so ist die Ablenkung p , welche die

Nadel behielte, wenn die Stäbchen mit constanter Polarität auf sie ten, nach den Formeln des §. 216:

$$p = \frac{w}{2} \left(\frac{1 - e^{-\lambda}}{1 + e^{-\lambda}} \right).$$

Für empfindlichere Versuche ersetzt man in dem beschriebenen parat den Magnet durch ein in der Horizontalebene schwingendes, tisches System von zwei Magneten NS $N'S'$ (Fig. 241), welches mit seinen Polen in den Spiralen sich befindet. An diesem S ist gleichfalls ein Spiegel M und ein dem äquilibrirendes Gegengewicht W angebracht. Durch eine Schraube können die beiden Netze des astatischen Systems einander genähert und von einander entfernt werden.



Die Länge der Magnete beträgt für das oben beschriebene Diamagnetometer 140 bis 150^{mm}, der Abstand ihrer Axen 60^{mm}.

562 Bei quantitativen Versuchen mit dem Diamagnetometer ist darauf zu achten, dass die Directionskraft des astatischen Systems, welche dadurch in Folge des Ueberwiegens des Momentes eines Magneten b nicht unverändert bleibt, wenn man durch die Drathspiralen und compensirenden Multiplicatorrahmen einen Strom leitet¹⁾. Der Strom ändert die Directionskraft unmittelbar, der Strom in einem Astatische dadurch, dass meist die Windungen auf den Spiralen ungleich sind, und so z. B. ihre oberen Enden stärker polar sind als ihre unteren. Dadurch wird dann auf das astatische System bei wechselnder Stromrichtung eine verschiedene Richtkraft ausgeübt, die sich zu der des magnetismus addirt oder von ihr subtrahirt. Man kann aber die gesammte Directionskraft D stets bestimmen, indem man die Schwingungsdauer des Systems vor und während des Hindurchleitens von Strömen durch die Spiralen misst. Es ist dann $D = \frac{const.}{T^2}$.

Bei kleineren Ablenkungen des Systems, wie sie stets nur beim Durchbringen von verschiedenen Substanzen in die Spiralen beobachtet werden kann, man das magnetische Moment der Substanzen den Ablenkungen selbst direct proportional setzen. Um dann die bei verschiedenen Stromen erhaltenen Werthe vergleichbar zu machen, müssen sie multiplicirt werden.

563 Statt der hier beschriebenen Einrichtung des diamagnetischen Apparates kann man auch nur eine verticale Spirale (Fig. 242) anwenden.

¹⁾ Christie, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 589. 1858*; Arndtsen, ibid. Bd. CIII, S. 588. 1858*.

und in ihrer Mitte an einigen Coconfäden einen hinten mit
a Gegengewicht g versehenen hufeisenförmigen Magnet so aufhängen,

Fig. 242.



dass seine beiden entgegengesetzt magnetischen Pole auf beiden Seiten der Spirale sich befinden. Die Stellung dieses Magnetes kann durch einen an ihm befestigten Spiegel s und eine ihm gegenüber gestellte Scala vermittelst eines Fernrohrs bestimmt werden. Der Magnet schwebt in einem Dämpfer von Kupfer. Durch die Spirale wird wiederum ein Strom geleitet. Sollte derselbe auf den Magnet ein bestimmtes Drehungsmoment ausüben und ihn aus seiner Lage ablenken, so compensirt man diese Wirkung durch einen Multiplicator, wie bei dem oben beschriebenen Apparat. In der Spirale wird ein magnetischer oder diamagnetischer Stab gehoben und gesenkt, dass bald sein oberes, bald sein unteres Ende in der Ebene des Magnetes liegt.

Bringt man in den einen oder anderen der beschriebenen Appa- 564
düne, magnetische oder diamagnetische Stäbe, z. B. Eisenstäbe oder
Nuthstäbe, so müssen die Hebungen der ersteren unter sonst gleichen
Verhältnissen gerade in den Phasen der Schwingungen des Magnetes
erfolgen, in denen die Senkungen der letzteren erfolgen, und umge-
kehrt, damit die Schwingungen des Magnetes auf gleiche Art geändert
werden. — Es zeigt dies deutlich an, dass die magnetischen und diamag-
netischen Körper unter dem Einfluss des Stromes eine entgegengesetzte
Polarität annehmen.

Die Spiralen der beschriebenen Apparate sind im Verhältniss zu der
Länge der magnetischen oder diamagnetischen Stäbe so lang, dass bei
Heben und Senken derselben die darauf wirkende elektromagnetische
Inductionskraft sich kaum ändert, und so keine Inductionsströme in den
Spiralen inducirt werden, welche die Magnetnadel ablenken könnten.

Giebt man z. B., wie v. Quintus Icilius¹⁾, der Spirale des zuletzt
beschriebenen Apparates eine Länge von 663^{mm}, dem darin schwebenden
Nuthstab eine Länge von 195^{mm}, so würde sich bei Hebung und Sen-
ken desselben auf dem von ihm dabei durchlaufenen Raum von 390^{mm}

¹⁾ v. Quintus Icilius, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 81. 1855*.
Siedemann, Galvanismus. II.

die magnetische Scheidungskraft nur im Verhältniss von 1 : 0,99954 ändern.

Man kann sich, nach v. Quintus Icilius, direct überzeugen, dass die Ablenkung der Magnetnadel beim Heben und Senken der Wismuthstäbe nicht von Inductionsströmen herrührt, die entständen, indem die Stäbe abwechselnd zu Stellen von ungleich starker Scheidungskraft gelangten. In diesem Fall müssten nämlich die Inductionsströme und jene Ablenkung bei weitem (bei den Versuchen von v. Quintus Icilius 4000mal) grösser sein, wenn man die Richtung des Stromes in der Spirale plötzlich umkehrt. Dabei zeigt sich indess nur eine sehr schwache Ablenkung der Nadel.

Ändert man ferner die Stellung der Wismuthstäbe nicht bei jeder Schwingung der Nadel, sondern etwa bei jeder zwanzigsten Elongation, so würde, wenn nur die Inductionsströme die Ablenkung bewirkten, nur der erste Ausschlag der Nadel sich ändern, der mittlere Stand der Nadel, welcher sich aus den auf einander folgenden Elongationen nach einmaliger Äenderung der Stellung der Wismuthstäbe berechnet, würde un geändert bleiben. Dennoch bemerkt man deutlich eine solche Äenderung, welche gerade entgegengesetzt ist der, welche durch einen in die Spiralen geschobenen Eisenstab bewirkt wird.

Ändert man ferner die Stromesrichtung, so ändert sich auch die Richtung der Ablenkung des mittleren Standes der Magnetnadel, und zwar ist das jetzt auf dieselbe von den diamagnetischen Wismuthstäben ausgeübte entgegengesetzte Drehungsmoment nahezu dasselbe wie das frühere. (Bei den Versuchen von v. Quintus Icilius betragen diese Drehungsmomente z. B. + 2,6 und — 3,0.) Man muss bei der Berechnung desselben indess berücksichtigen, dass mit der Umkehrung des Stromes der durch den Compensationsrahmen gehende Stromtheil auch auf die Nadel einwirkt und, wenn auch nicht immer ihren Stand, so doch ihre Directionskraft und Schwingungsdauer verändert.

Wird endlich an Stelle des Wismuthstabes ein viel besser leitender Kupferstab angewendet, dessen diamagnetische Abstossung zwischen den Polen eines Elektromagnetes viel schwächer, als die des Wismuthstabes ist, so ergiebt sich fast gar keine Wirkung auf die Magnetnadel. Die etwa vorhandene Wirkung ist auch unabhängig von der Richtung des Stromes in der Spirale, ja sie tritt sogar zum grossen Theil auch dann auf, wenn gar kein Strom die Spirale durchfliesst. Sie ist also nur zum geringeren Theil abhängig von der Induction von Strömen im Kupferstab durch den Strom in der Spirale und namentlich in dem Compensationsrahmen; zum grösseren durch die Induction durch den Magnet selbst. Diese letztere Induction bemerkt man bei dem schlecht leitenden Wismuth nicht.

565 Noch deutlicher zeigt sich dies bei den Versuchen von Tyndall¹⁾ unter Anwendung des Diamagnetometers mit zwei Spiralen und dem *asta-*

1) Tyndall, Phil. Trans. 1856. Pt. 1, p. 243*; Phil. Mag. [4] Vol. XII. p. 161*

in System. Wurden in demselben bei Anwendung eines Stromes 2 bis 4 Groveschen Elementen Cylinder von Wismuth von 75^{mm} Höhe und 17,5^{mm} Durchmesser nur einmal gehoben oder gesenkt, so nach jeder Aenderung der Stellung der Cylinder das astatische System constant verschiedene Einstellungen an. Stand der Cylinder mit seinem unteren, der rechts mit seinem oberen Ende in der Mitte des Systems (Stellung I), standen die entgegengesetzten Enden der Cylinder in derselben Ebene (Stellung III), oder waren die Mitten der Cylinder in dieser Ebene (Stellung II), so betrug unter Anderem die Mittelst der Spiegelablesung beobachteten constanten Stellungen des astatischen Systems in Graden der Scala:

	2 Elemente	3 Elemente	4 Elemente	Strom umgekehrt
Stellung I.	450	439	425	764
Stellung II.	462	450	437	742
Stellung III.	473	462	448	704

Bei umgekehrter Stromesrichtung kehrt sich also die Ablenkung des astatischen Systems um. Die Richtung derselben ergab wiederum direct, die Polarität des Wismuths der der magnetischen Stoffe entgegengesetzt ist. Dass bei diesen Versuchen die Ablenkungen nicht mit der Intensität wachsen, liegt an der gleichzeitig erfolgenden Vermehrung der Directionskraft des astatischen Systems (vgl. §. 562).

Auch Wismuthpulver, welches vorher bis zur Bildung einer Oxydschicht an der Luft erhitzt war, so dass keine Leitung durch seine Masse nach stattfand, wurde in Glasröhren von 76^{mm} Länge und 17,7^{mm} Durchmesser in die Spiralen eingehängt. Die constanten Ablenkungen des Magnetes betragen:

	Stellung I	II	III
	640	625	596
Strom umgekehrt	230	245	260

Bei Anwendung von gut leitenden, massiven Kupfercylindern ergaben sich dagegen die Ablenkungen nur:

	Stellung I	II	III
Ablenkung . . .	754	754	755

Ebenso verhielten sich Cylinder von Kupferpulver, welches vorher in der Luft oxydirt war.

Obgleich also das Kupfer so sehr viel besser leitet, zeigt es in Folge seiner schwach magnetischen und diamagnetischen Eigenschaften kaum eine Einwirkung. Die Möglichkeit des Einflusses von Inductionsströmen

ist also ausgeschlossen. — Cylinder von Silberscheiben (Geldstücke) dagegen eine bedeutende magnetische Wirkung. — Auch bei Iso erhielt Tyndall die entsprechenden Resultate. Die Ablenkungen Stellungen I und III waren stets entgegengesetzt bei magnetisch diamagnetischen Stoffen. Die pulverförmigen und flüssigen Stoffe bei den Versuchen in dünne Glasröhren eingeschlossen. Es ergab die Ablenkungen:

1. Diamagnetische Stoffe:

Cylinder von:	Länge	Durchmesser	Stellung I	II
Kalkspath	75 ^{mm}	17,7 ^{mm}	699,5	698,5
Phosphor	87,5	16	670	668
Schwefel	152	17,7	658,5	657
Wachs.	100	17,7	624,5	—
Destillirtem Wasser . .	100	16,2	605	603
Schwefelkohlenstoff. .	100	16,2	631	629
Salpeter	87,5	17,7	648,5	—

2. Magnetische Stoffe:

Cylinder von:	Länge	Durchmesser	Stellung I	II
Eisenchloridpulver . .	95 ^{mm}	12,5 ^{mm}	185	—
Eisenvitriol	138	17,7	510	600
Kaliumeisencyanid . .	138	16,2	610	630
Pulver von kohlensau- rem Eisenoxydul .	100	12,5	185	620
Lösung von Eisenvitriol	100	16,2	548	600
„ „ Nickelchlorid	90	16,2	605	632
„ „ Cobaltchlorid	90	16,2	630	645

Ganz analoge Versuche haben Matteucci¹⁾ ebenfalls dazu die diamagnetische Polarität der diamagnetischen Körper anzuerkennen welche er früher bezweifelt hatte.

566 W. Weber²⁾ hat die entgegengesetzte Polarisirung des Wismut Eisens noch durch folgenden Versuch gezeigt: Auf den kreisförmig eines Elektromagnetes von 50^{mm} Durchmesser wird eine Spirale von 3^{ter} Kupferdrath von $\frac{2}{3}$ ^{mm} Dicke gestellt, und ihre Enden werden an den Enden des Multiplicatordrathes eines sehr empfindlichen Spiegelgal-

¹⁾ Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. LVI, p. 197. 1859*. — ²⁾ Weber, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 241. 1848*.

meters verbunden. Wird in die Spirale ein Eisenstäbchen gesenkt, so wird dasselbe durch den Magnet magnetisirt und dadurch in der Spirale ein Strom inducirt, der eine Ablenkung der Galvanometernadel zur Folge hat. Wird ein Wismuthstab an Stelle des Eisenstabes in die Spirale eingeschoben, so zeigt sich die entgegengesetzte Ablenkung. Es hat also das Wismuth eine entgegengesetzte magnetische Polarität erlangt, wie das Eisen. — Man könnte bei diesem Versuch vermuthen, dass das Resultat nur durch Inductionsströme bedingt wäre, welche in dem Wismuthstab beim Annähern an den Magnetpol inducirt würden, und welche neue Inductionsströme in der umgebenden Spirale inducirten. Indess würde dann ein Kupferstab an Stelle des Wismuthstabes, welcher sehr viel schwächere magnetische Eigenschaften zeigt als Wismuth, in welchem sich aber die Inductionsströme wegen seiner bedeutend besseren Leitungsfähigkeit in viel grösserer Intensität entwickeln, eine viel stärkere Ablenkung des Magnetspiegels hervorrufen müssen als der Wismuthstab, und dies ist durchaus nicht der Fall.

Ganz ähnliche Versuche hat Faraday angestellt und dabei die Ablenkung der Nadel seines Galvanometers verstärkt, indem er rhythmisch zu ihren Schwingungen durch einen Hebel die Metallstäbchen abwechselnd in die vor den Magnet gebrachte Spirale einsenkte und herauszog und die dabei entstehenden, entgegengesetzt gerichteten Inductionsströme durch einen Commutator stets in gleicher Richtung durch das Galvanometer leitete. Da die Intensität der Ströme, ausser beim Eisen, völlig von der Leitungsfähigkeit des in die Spirale geschobenen Körpers abhing, so dass ein Kupferstab bedeutende, Kupferfeilicht keine Ablenkungen der Galvanometernadel hervorrief, so glaubte er, die Inductionsströme in der Spirale wären nur secundär durch die Ströme erzeugt, welche direct durch den Magnet in den ihm genäherten magnetischen und diamagnetischen Körpern inducirt werden ¹⁾.

Um diesen Einwänden ganz zu entgehen, hat W. Weber zum Nachweis **567** der Polarität der diamagnetischen Körper mittelst der Inductionsströme nach folgende, verbesserte Methode angewandt:

Eine Spirale, die Magnetisirungsspirale, von Kupferdrath von 2,3^{mm} Dicke, welcher in 8 Lagen zu je 120 Windungen aufgewunden war, wurde in ostwestlicher Richtung in horizontaler Lage befestigt. Ihre Länge betrug 383^{mm}, ihr innerer Durchmesser 23,9^{mm}, ihr äusserer Durchmesser 70^{mm}. Durch diese Spirale wurde ein Strom von 8 Bunsen'schen Elementen geleitet. In einiger Entfernung von dem Ende derselben in der Verlängerung ihrer Axe befand sich eine Bussole, deren Nadel durch ihre Ablenkung die Richtung und Intensität des Stromes angab. In die Spirale war eine zweite von gleicher Länge, die Inductionsspirale, eingeschoben, deren innerer und äusserer Durchmesser resp. 19 und 23^{mm} be-

¹⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. XXIII, §. 2640 u. figle. 1850*.

trug. Sie bestand aus 3 Lagen von je 294 Windungen von 1^{mm} d mit Seide übersponnenem Kupferdrath. Diese Spirale war so gew dass die Richtung der Windungen auf der einen Hälfte ihrer Länge gegengesetzt war der Windungsrichtung auf der anderen Hälfte der Länge. Es wurde dadurch erreicht, dass, wenn sich auch die Intensität des Stromes in der Magnetisirungsspirale änderte, die in beiden Hälften der Inductionsspirale erzeugten Inductionsströme sich gegenseitig aufhoben. In diesen beiden Spiralen befand sich ein Wismuthcylinder von 186^{mm} Länge und $339,3$ Grm. Gewicht. Derselbe war durch einen Holzstab mit einer Kurbel eines Rades verbunden, welches durch ein Schwungrad in Drehung versetzt wurde. Er wurde bei der Drehung des letzteren auf einer Bahn von nur $58,2^{\text{mm}}$, und zwar in einer Secunde $10,58$ Mal umhergeschoben. Auf dem Rade befand sich ein Commutator, dessen Kontakte die von der Inductionsspirale kommenden Dräthe führten, und von wo andere Dräthe zu einem Spiegelgalvanometer geleitet waren. Während der Drehung des Wismuthcylinder durch die Drehung des Schwungrades hin- und hergehoben so entstehen in jeder Windung der beiden Hälften der Spirale entgegengesetzt gerichtete Inductionsströme, da sich bei der diamagnetischen Magnetisirung des Cylinders durch den Strom der Magnetisirungsspirale der eine der Nordpol, in der anderen der Südpol gleichzeitig hin- und herbewegt. Durch die entgegengesetzte Richtung der Windungen der beiden Hälften addiren sich diese Ströme zu einem gemeinschaftlichen Strom, der zum Galvanometer geführt wird. Da nun aber die Richtung der Inductionsströme wechselt, wenn der Wismuthcylinder seine Bewegungsrichtung wechselt, so muss der Commutator auf dem Rade so gestellt sein, dass die Stromesrichtung in den zum Galvanometer führenden Dräthen unverändert wird, während sich der Cylinder in seinen beiden äussersten Lagen befindet. Dann sind alle durch das Galvanometer fliessenden Inductionsströme gleich gerichtet. Ein zweiter Commutator gestattete der Controle, diese Richtung auch noch umzukehren. Die Magnetisirungsspirale bewegte den Wismuthcylinder und seine Verschiebungen so lang, dass die Wirkung der Lage desselben wirkende elektromagnetische Scheidungskraft als constant angesehen werden kann. Wird nun der zweite Commutator Ende jeder Schwingung des Magnetes im Galvanometer umgelegt, reicht der Magnet bald eine constante Elongation, indem die Dämpfung seinen weiteren Ausschlägen entgegenwirkt. Da die Inductionsströme einer grossen Zahl (n) während einer Oscillation auf einander folgen, so wirken sie wie ein constanter Strom unter Anwendung der Multiplicationsmethode. Man kann daher nach den Formeln des §. 216 aus dem Grenzwert der Schwingungsweite den constanten Ausschlag p berechnen, den der Magnet erhalte, wenn die Inductionsströme stets in gleicher Richtung auf ihn wirkten. Wird nun ein Eisenstab an Stelle des Wismuthstabes in die Spirale gebracht, aber wegen seiner starken Wirkung nur jedesmal hin- und hergezogen, wenn der Magnet die Ruhelage passirt, so kann man mit Hilfe der Formeln des §. 184 und §. 185 die Wirk

der Bewegung des Wismuthstabes auf den Werth reduciren, den sie erhielt, wenn derselbe nur wie der Eisenstab bewegt worden wäre (also der durch ihn erzeugte Inductionsstrom nur den n ten Theil der Zeit, und zwar stets am Anfang des unter dem Einfluss der Dämpfung schwingenden Magnetes gewirkt hätte). Man muss hierzu den Grenzwert x der Ausschläge mit

$$\frac{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}{1 - e^{-\lambda}} e^{-\frac{\lambda}{\pi} \arctg \frac{\pi}{\lambda}}$$

multipliciren, wo λ das logarithmische Decrement der Schwingungen des Magnetes ist. So fand Weber die Wirkungen der gleichartigen Bewegungen des Wismuthstabes und eines Eisenstabes von 790,86 Mgr. Gewicht und derselben Länge, wie der Wismuthstab, gerade entgegengesetzt, wie dies aus der entgegengesetzten Polarität derselben folgt. Das Verhältniss der Wirkungen war:

$$1 : 1064,5.$$

Wären die Inductionswirkungen den Gewichten proportional, so verhielten sich die Intensitäten der durch gleiche Wismuth- und Eisenstäbe inducirten Ströme wie 1 : 456700, welches Verhältniss nach verschiedenen Correctionen sich auf 1 : 1731560 reducirt¹⁾.

Durch diese Versuche ist ganz unzweifelhaft nachgewiesen, dass das entgegengesetzte Verhalten der magnetischen und diamagnetischen Körper auf einer entgegengesetzten Polarität beruht, welche in denselben durch die Einwirkung der Magnetpole erzeugt wird. 568

Wir haben schon wiederholt auseinandergesetzt, dass man das Verhalten magnetischer Körper aus der Annahme von Molekularmagneten ableiten kann, welche in denselben präexistiren und durch die Einwirkung magnetisirender Kräfte so gerichtet werden, dass sie ihren Nordpol dem Südpol des wirkenden Magnetes zuehren. An die Stelle jener Molekularmagnete können wir permanente Molekularströme setzen, welche die einzelnen Moleküle in der auf der magnetischen Axe derselben senkrechten Ebene umfliessen. Wollten wir die gleiche Annahme bei diamagnetischen Körpern machen, so würde in denselben niemals durch äussere magnetische Kräfte eine Polarität erzeugt werden können, die der der magnetischen Körper entgegengesetzt gerichtet wäre. — Vielmehr müssen wir die Hypothese machen, dass die diamagnetische Polarität erst im Moment der magnetischen Einwirkung von aussen in den Molekülen entsteht. Am zweckmässigsten würden wir dieselbe wiederum auf Molekularströme zurückführen. Nun wissen wir aber, dass jedesmal, wenn ein galvanischer Strom in einem Leiter entsteht oder ein von einem Strom durchflossener Leiter einem zweiten Leiter genähert wird, in diesem letzteren ein momentaner Strom inducirt wird, welcher dem Strom im ersten

¹⁾ Vgl. W. Weber, Maassbestimmungen Th. III, S. 506 u. flgde. 1852°.

Leiter entgegengerichtet ist. Dieselbe Inductionswirkung kann durch einen Magnet geleistet werden, den wir uns durch seine Molekularströme ersetzt denken. — Können wir nun mit W. Weber¹⁾ annehmen, dass bei der Annäherung eines Stromesleiters oder eines Magnetes an einen diamagnetischen Körper auch Ströme inducirt werden, welche um die einzelnen Moleküle desselben circuliren und den Strömen im Leiter oder Magnet entgegengerichtet sind, so würde im Moment der Annäherung jedes Molekül des diamagnetischen Körpers eine entgegengesetzte Polarität erhalten, wie die des genäherten Magnetes, und es würde eine Abstossung der diamagnetischen Körper durch die Wechselwirkung der Ströme stattfinden. — Um die dauernde Polarität derselben zu erklären, müssten wir ferner annehmen, dass die inducirten Molekularströme fortbestehen, so lange die magnetische Einwirkung von aussen dauert. Sie dürften sich nur in bestimmten, geschlossenen Bahnen um die Moleküle bewegen, in denen sie keinen Widerstand erfahren, während dies in allen anderen Richtungen der Fall wäre, und dürften aus diesen Bahnen weder für sich durch die äusseren Kräfte abgelenkt werden, noch in Folge derselben sich mit den Molekülen drehen können, da sonst durch diese Drehung wiederum die gewöhnliche, magnetische Polarität hervorgerufen würde.

569 Wenngleich diese Theorie noch manche Schwierigkeiten darbietet, so scheint sie doch bis jetzt die einzige zu sein, welche die Thatsachen am genügendsten und vollständigsten erklärt.

Zunächst folgt aus derselben unmittelbar der von Faraday ausgesprochene Satz, dass magnetische Körper in dem Felde der magnetischen Thätigkeit stets von Oertern schwächerer magnetischer Wirkung zu Oertern stärkerer magnetischer Wirkung, und umgekehrt diamagnetische Körper von Oertern stärkerer magnetischer Wirkung zu denen schwächerer Wirkung sich begeben.

Es werde in einem sehr kleinen magnetischen, der Einwirkung der magnetischen Kräfte ausgesetzten Körper ein Nord- (N) und ein Südpol (S) erregt, deren Abstand δs , deren magnetische Fluida $\pm \mu$ seien. Die Coordinaten beider Pole seien x, y, z und $x + \delta x, y + \delta y, z + \delta z$. Bezeichnen wir die Potentialfunction der magnetischen Kräfte auf N mit V , die auf S mit V_I , so ist

$$V = f(x, y, z) \quad 1)$$

$$V_I = f(x + \delta x, y + \delta y, z + \delta z) = V + \frac{\partial V}{\partial x} \delta x + \frac{\partial V}{\partial y} \delta y + \frac{\partial V}{\partial z} \delta z.$$

Die Componente der magnetischen Wirkung auf den magnetisirten Körper nach der Richtung der x ist demnach

1) W. Weber, l. c. S. 545*.

$$X_1 = \left(-\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial V_1}{\partial x} \right) \mu. \quad 2)$$

en wir die Componenten der auf jede Einheit der magnetischen N wirkenden Kräfte R mit X , Y , Z , so ist

$$X = \frac{\partial V}{\partial x}, \quad Y = \frac{\partial V}{\partial y}, \quad Z = \frac{\partial V}{\partial z}. \quad 3)$$

ir dies in den Werth von V_1 ein, so ergibt sich aus Gl. 2:

$$X_1 = \mu \frac{\partial (X\delta x + Y\delta y + Z\delta z)}{\partial x}. \quad 4)$$

ichtung δs der magnetisirenden Kraft R parallel sein muss, so ist

$$X\delta x + Y\delta y + Z\delta z = R\delta s,$$

$$\text{also } X_1 = \mu \delta s \frac{\partial R}{\partial x}. \quad 5)$$

ergibt sich $Y_1 = \mu \delta s \frac{\partial R}{\partial y}$, $Z_1 = \mu \delta s \frac{\partial R}{\partial z}$.

kleine magnetisirte Körper wird sich also nach den verschiedenen mit Geschwindigkeiten fortbewegen, die den Differentialen $\frac{\partial R}{\partial x}$, $\frac{\partial R}{\partial y}$, $\frac{\partial R}{\partial z}$, d. h. der Zunahme der magnetischen Kraft R in Richtungen entsprechen, und sich so von Oertern schwächerer magnetischer Einflüsse zu denen stärkerer begeben. Da bei diamagnetischen die Polarität die entgegengesetzte ist, wie bei magnetischen, so die Bewegung derselben die obige Entwicklung gleichfalls, nur Formeln mit dem entgegengesetzten Vorzeichen zu versehen. wegt sich also der diamagnetische Körper in den Richtungen fort, die magnetische Kraft abnimmt, und mit Geschwindigkeiten, die abnahme proportional sind¹⁾.

Am schnellsten wird der magnetische oder diamagnetische Körper in den Oertern stärkeren oder schwächeren magnetischen Einflusses in Richtungen bewegen, in denen die magnetische Kraft sich am meisten ändert, also in den Linien, welche auf den Flächen gleichen magnetischen Potentials senkrecht stehen, den sogenannten Magnetlinien.

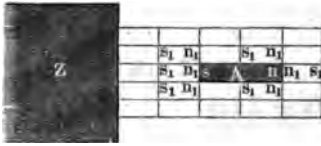
Man hat also nur nöthig, in jedem gegebenen Falle, wenn ein Körper in das Magnetfeld gebracht wird und sich magnetisch oder diamagnetisch polarisirt, die Resultanten der Wirkungen der Magnetpole auf die freien Enden zu berechnen, um so seine jedesmalige Bewegung bestimmen zu können.

van Rees, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 434, 1853*; vgl. auch W. Thomson, Phil. Mag. Vol. XXXVII, p. 241. 1850*; [4] Vol. IX, p. 246. 1855*; Pogg. Ann. Vol. XLII, S. 245*.

570

Auch das Verhalten der Körper in Medien von stärkerem oder schwächerem Magnetismus oder Diamagnetismus vor den Magnetpolen erklärt sich ohne Weiteres. In dem Körper *A* (Fig. 243) werde durch den Magnetpol *Z* die Polarität in der Richtung *ns* erregt. Befindet sich nun *A* in einem Medium von gleicher magnetischer Beschaffenheit, so werden in allen ihm anliegenden Theilen desselben die Polaritäten im gleichen Sinn erregt. Neben dem Pol *s* legt sich ein entgegengesetzter Pol n_1 in

Fig. 243.



das umgebende Medium stärker polarisierbar als *A*, so ist die Polarität von n_1 stärker als die von *s*, an der Grenze von *s* und n_1 findet sich ein Ueberschuss von freiem *n*-Magnetismus. Ist *s* ein Nordpol, so überwiegt die Abstossung gegen n_1 über die Anziehung gegen *s*; die Flüssigkeit in n_1 wird gegen *s* gedrückt. Ist *s* ein wenig aus der axialen Lage gedreht, so wird es durch diesen Druck in die äquatoriale Lage übergeführt. — Umgekehrt verhält sich ein diamagnetisches Stäbchen in einer stärker diamagnetischen Flüssigkeit.

571

E. Becquerel¹⁾ wollte das eben betrachtete, verschiedene Verhalten der Körper durch die Uebertragung des Archimedischen Princips auf die magnetischen Erscheinungen erklären, indem er meinte, alle Körper wären gleichmässig magnetisch; befänden sie sich zwischen den Magnetpolen in einem Medium, welches im gleichen Volumen schwächeren Magnetismus besässe, als sie selbst, so würden sie zu den Magnetpolen hingezogen; wäre das umgebende Medium stärker magnetisch, so würden sie durch die stärkere Anziehung desselben aus der Nähe der Magnetpole vertrieben, also scheinbar von denselben abgestossen, ganz analog wie ein Körper, der specifisch schwerer, in einer Flüssigkeit nach unten sinkt, ein Körper, der leichter ist, sich in derselben entgegen dem Zuge der Schwerkraft nach oben bewegt. Dann müsste aber z. B. Wismuth weniger, Eisen stärker magnetisch sein, als der luftleere Raum, und so letzterer in der Reihe der Körper eine bestimmte Stellung einnehmen, die ihm durch besondere specifische Eigenschaften angewiesen wäre.

Diese Erklärung ist durch den Nachweis der diamagnetischen Polarität widerlegt.

572

Ferner wird eine Annahme von v. Feilitzsch²⁾ widerlegt, nach der das Wesen des Diamagnetismus darin zu finden wäre, dass z. B. in einem diamagnetischen Stab von Wismuth die magnetische Polarisirung der einzelnen Moleküle unter Einfluss eines Magnetes oder beim Einschieben in

¹⁾ E. Becquerel, Ann. de Chim. et Phys. [3] T. XXVIII, p. 283. 1856. —
²⁾ v. Feilitzsch, Pogg. Ann. Bd. LXXXII, S. 90. 1851*; Bd. LXXXVII, S. 208. 1852*. Bd. XCII, S. 366. 536. 1854*.

eine vom Strom durchflossene Spirale gerade in derselben Weise vor sich ginge, wie in den magnetischen Körpern, z. B. Eisen; nur sollte in jenem das magnetische Moment gegen die Enden des Stabes hin zunehmen, während es beim Eisen abnimmt. Der Grund hiervon sollte der sein, dass mit der Entfernung von den Magnetpolen die die Theilchen der magnetischen und diamagnetischen Körper polarisirende Kraft abnimmt, und so in der Mitte eines axial liegenden Stabes das direct erzeugte magnetische Moment der Theilchen geringer wäre als an den Enden. In den diamagnetischen Körpern würden die Theilchen selbst wenig auf einander wirken und so bliebe jenes Verhalten bestehen; in den magnetischen aber würde die gegenseitige Richtkraft der Theilchen auf einander bedeutend sein und hierdurch das Verhalten sich umkehren, so dass das Moment der Theilchen in der Mitte des Stabes am bedeutendsten würde. Dann hätte z. B. ein Wismuthstab zwischen den Magnetpolen nur an den Endflächen die gleiche magnetische Polarität wie ein Eisenstab, dagegen wären die magnetischen Wirkungen der ganzen übrigen Stellen seiner beiden Hälften nach aussen denen des Eisenstabes gerade entgegengesetzt (vgl. §. 280). Ueberwäge nun diese letztere Wirkung, so sollte der Stab von den Magnetpolen abgestossen werden und sich äquatorial einstellen. Hierbei könnte indess doch, wenn nicht die mittleren Theilchen des Stabes entgegengesetzt polarisirt wären, wie die an den Enden, niemals der freie Magnetismus an den Enden kleiner sein, als der entgegengesetzte freie Magnetismus auf den übrigen Theilen des Stabes. — v. Feilitzsch wollte sogar die gleichartige Polarisirung des Wismuths und Eisens nachweisen, indem er einer Magnetnadel gegenüber, in der gegen den Meridian senkrechten Richtung, eine vom Strom durchflossene Spirale aufstellte und einen Wismuthstab hineinschob. Die Nadel wurde ebenso aus ihrer Stellung abgelenkt, wie wenn der eingeschobene Stab ein Eisendrath gewesen wäre. Diese Wirkung könnte daher rühren, dass der durch den Strom erwärmte Drath der Spirale durch den Wismuthstab abgekühlt wurde, und so seine Leitungsfähigkeit und die Intensität des Stromes in ihm zunahm. Deshalb trat die Ablenkung der Nadel auch erst einige Zeit nach dem Einschieben des Wismuthstabes in die Spirale hervor. Die dem Eisen gleichartige Polarität eines Wismuthstabes sollte nach v. Feilitzsch sich namentlich dann zeigen, wenn man durch Verstärkung des Stromes in den die Mitte des Stabes umgebenden Theilen der Spirale, welche dabei aus mehreren Abtheilungen besteht, oder auch durch dickere Ueberwicklung der mittleren Theile mit Drathwindungen die auf diese Theile wirkenden magnetischen Kräfte verstärkt und so die beim Eisen durch die gegenseitige Einwirkung der Theilchen verstärkte Polarität der mittleren Theilchen durch die Anordnung der äusseren Kräfte beim Wismuth ebenfalls herstellt. Indess auch hier hat v. Quintus Icilius¹⁾ das Gegentheil der Behauptung von v. Feilitzsch nachgewiesen,

¹⁾ v. Quintus Icilius, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 81. 1855°.

indem er die mit einer Spirale umwundene Röhre des Weber'schen diamagnetischen Apparates (§. 563) durch eine ebenso lange, aufgeschlitzte Messingröhre ersetzte, auf die zwei 170^{mm} lange Drathspiralen von je 190 Umwindungen so aufgewunden waren, dass sie in der Mitte des Messingrohres 25^{mm} von einander standen. Durch Heben und Senken konnte man die neben der Röhre schwingende, hufeisenförmige Magnetnadel so einstellen, dass der durch beide Spiralen in gleichem Sinne geleitete Strom ihren Stand nicht änderte. In der Röhre wurde ein Wismuthstab, wie früher, so gehoben und gesenkt, dass abwechselnd sein oberes und sein unteres Ende mit der Magnetnadel in einer Ebene stand. Obgleich indess hierbei das jedesmal den Polen der Nadel gegenüberstehende Ende des Stabes viel weiter von den Spiralen entfernt war als das andere fernere Ende, blieb doch die Ablenkung der Nadel dieselbe, wie früher, und entgegengesetzt, wie die durch einen dünnen Eisendrath von gleicher Länge, wie der Wismuthstab, bewirkte Ablenkung.

573 Wir haben hier noch in Kürze einer von Faraday¹⁾ vorzüglich aufgestellten Ansicht zu erwähnen, nach der die Wirkung der Magnete in einer anderen Weise aufgefasst wird, wie sonst gebräuchlich.

Betrachten wir die in die Ferne hin ausgeübten Wirkungen der Körper, so unterscheiden wir zwei wesentlich verschiedene Kraftäusserungen derselben. Die einen sind bedingt durch Anziehungskräfte in die Ferne, wie die der allgemeinen Gravitation. Wir haben zu diesen bisher auch die elektrischen und magnetischen Kräfte gerechnet, obgleich sich bei letzteren keine indifferente Anziehung, sondern ein polares Auftreten von Anziehungs- und Abstossungskräften zeigt. Diese Kräfte wirken unverändert nach demselben Gesetz der Entfernung zwischen den einzelnen Theilen zweier schwerer, elektrischer oder magnetischer Körper, wenn auch zwischen sie ein dritter Körper gebracht wird, dessen Einwirkung sich zu der der ersten beiden Körper addirt, wobei freilich durch Influenz z. B. die Magnetisirung oder elektrische Ladung der Körper oder ihrer einzelnen Theile geändert wird. — Es wäre deshalb irrig, wenn man z. B. bei der Magnetisirung eines hohlen Cylinders durch eine hineingesenkte Spirale, in der sich ein Eisenkern befindet, eine Verhinderung der magnetisirenden Wirkung der einen Seite der Spirale auf die diametral gegenüberliegenden Theile des Cylinders durch den Eisenkern annehmen wollte (vgl. §. 385).

Die zweiten Wirkungsäusserungen der Körper bestehen in einer Fortpflanzung von Bewegung (lebendiger Kraft) durch ein den Raum erfüllendes Medium von Theilchen zu Theilchen; so verhält sich z. B. die Fortpflanzung des Lichtes durch den Lichtäther von einem Körper zum an-

¹⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. XIX, §. 2149. 1846*; Ser. XXVI, §. 2797 u. figde. 1850*. Ser. XXVII, 1851* Ser. XXIX, 1852*; Proceed. Roy. Instit. 23. Jan. 1852; Exp. Res. Vol. III n. 402. 407. 528* u. an anderen Orten.

deren. Diese Wirkungsäusserungen werden durch Zwischenstellung eines dritten Körpers zwischen die beiden ersten wesentlich gehemmt.

Faraday ist nun geneigt, auch bei den magnetischen Erscheinungen eine Fernwirkung ohne vermittelndes Medium auszuschliessen. Ohne eine bestimmte Vorstellung auszusprechen, aber doch wohl geleitet von der Idee einer von den Magnetpolen ausgehenden, auf irgend eine Weise fortgepflanzten Thätigkeit, nimmt er an, dass in dem Magnetfelde, d. i. in dem Raum, in welchem ein Magnet auf die Körper magnetische Wirkungen ausübt, gewisse Magnetkraftlinien existiren, welche sich im Allgemeinen ausserhalb des Magnetes in krummen Linien von dem einen Pol zum anderen hinziehen, deren Lage am besten durch die mittelst Eisenfeilen erhaltenen magnetischen Figuren erkannt werden soll. Je nach der Lage der Pole nehmen sie also verschiedene Gestalt an. Diese Linien sollen auch durch die Masse des Magnetes hindurchgehen, aber in viel grösserer Dichtigkeit als ausserhalb. Kommt nun ein paramagnetischer Körper, z. B. ein Eisenstab (welcher die Fähigkeit der „magnetischen Leitung“ besitzt), in das Magnetfeld, so condensirt er in sich die Kraftlinien. Die Zahl der Magnetkraftlinien im Ganzen bleibt dabei ungeändert; es sind daher ausserhalb des magnetischen Eisenstabes deren jetzt weniger als vorher. Werden also jetzt die magnetischen Wirkungen an den verschiedenen Orten des Magnetfeldes untersucht, so sind sie schwächer, als vor dem Einbringen des Eisenstabes. Werden die Pole des Magnetes direct durch letzteren verbunden, so sind alle Kraftlinien in ihm angehäuft; der geschlossene Magnet zeigt nach aussen keine Wirkung. Ein diamagnetischer Körper würde dagegen die Kraftlinien zurückstossen, sie würden sich in dem von ihm eingenommenen Raum verdünnen. — Die magnetische Polarität würde überall da auftreten, wo die Magnetkraftlinien ihre Dichtigkeit änderten, und zwar müsste dieselbe je nach der Richtung von einem Magnetpol zum anderen sich umkehren. Bei der Verdichtung der Magnetkraftlinien in paramagnetischen Substanzen, z. B. im Eisen, würde auf der den Magnetpolen zugewandten Seite der Substanzen eine den Polen ungleichnamige Polarität sich erzeugen, bei der Verdünnung in diamagnetischen Substanzen würde die gleichnamige Polarität entstehen, ganz analog, wie wir es §. 570 betrachtet haben. — Die Einstellung der magnetischen und diamagnetischen Körper würde hiernach stets so erfolgen, dass erstere sich im Magnetfelde dahin begeben, wo sie am meisten Kraftlinien zu sich hinziehen können, letztere, wo ihre Abstossung gegen die Magnetkraftlinien am geringsten wird. — Wir kommen auf diese Theorie und ihre Consequenzen ausführlicher im Schlusscapitel zurück.

Um den Magnetismus und Diamagnetismus der Körper zu erklären, 574 nimmt endlich de la Rive¹⁾ seine Zuflucht zu einer anderen Hypothese

¹⁾ A. de la Rive, *Traité d'Electricité* T. I, p. 570. Paris 1854*; *Arch. des sciences phys. et nat.* T. XXV, p. 105. 1854*.

über den elektrischen Zustand der einzelnen Atome. Die Atome sollen sphärisch sein und eine Axe besitzen, in welcher sich beständig nach beiden Seiten eine entgegengesetzte elektrische Polarität herstellt. Liegen die einzelnen Atome getrennt von einander, so gleichen sich die Elektricitäten auf der Oberfläche derselben aus. Sind aber die Atome zu „integrirenden Molekülen“ kreisförmig dicht an einander in der Art gruppiert, dass der positive Pol eines Atoms mit dem negativen des folgenden zusammenliegt, so vereinen sich die entgegengesetzten Elektricitäten der benachbarten Atome, und es entsteht ein Kreisstrom in dem Molekül; dasselbe ist magnetisch und kann durch äussere magnetisirende Kräfte gerichtet werden. Bei diesem Verhalten müssen die Atome der magnetischen Körper dicht an einander gruppiert sein und nicht zu gut leiten, da sonst die Elektricität „über ihrer Oberfläche“ sich ausgleichen würde. Deshalb müssen die magnetischen Metalle einmal ein geringeres Atomvolum besitzen, sodann auch nicht zu gut leiten. Bei Eisen, Nickel, Kobalt sind beide Bedingungen erfüllt, sie sind magnetisch; bei Wismuth, Blei, Gold, Antimon ist die erste, bei Kupfer und Zink die letzte Bedingung nicht erfüllt, sie sind diamagnetisch¹⁾. Da die Wärme die Atome der Körper von einander entfernt, sind sie bei höherer Temperatur weniger magnetisch.

In diamagnetischen Körpern sollen die Atome weiter von einander stehen und keine kreisförmigen integrirenden Moleküle bilden. Erst wenn sie einem Magnet oder einem geschlossenen Strom genähert werden, soll das diesen letzteren zunächst liegende Atom sich mit seiner Axe so richten, dass dieselbe den Axen der Moleküle des Magnetes oder Stromesleiters parallel, aber mit den Polen entgegengesetzt gerichtet ist. Das Atom ist dadurch befähigt, die benachbarten Atome wiederum zu Kreisen zu gruppieren, in denen die entgegengesetzten Pole der Atome an einander liegen, und in denen nun ein Kreisstrom fliesst, entgegengesetzt wie in den durch die inneren Kräfte gerichteten Kreismolekülen der magnetischen Körper. Während die magnetischen Kreismoleküle schon in den Körpern vorgebildet sind, werden also die diamagnetischen Kreismoleküle erst durch den Einfluss des Stromes erzeugt. Durch diese veränderte Anordnung der einzelnen Atome unter dem Einfluss des Stromes oder Magnetes soll die Drehung der Polarisationssebene (s. dieses Capitel) vermittelt werden, welche in den stark diamagnetischen Körpern besonders stark hervortreten soll, während sie in den magnetischen Körpern gering ist, da in ihnen die Atome schon fest zu Kreisen gruppiert sind.

Die Schwierigkeit, welche man hat, um das entgegengesetzte polare Verhalten der magnetischen und diamagnetischen Körper zu erklären, wird offenbar durch diese Hypothese nicht beseitigt. Im Gegentheil werden den Atomen der Körper höchst complicirte und durchaus nicht nach

¹⁾ Vgl. auch v. Feilitzsch, Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 248, 1854* und von der Weyde, Mondes T. XVII, p. 336. 1865*.

ende Eigenschaften beigelegt, die am Ende doch nur die Existenz von vorhandenen oder erst durch den Einfluss des Magnetes gezeigt, immerhin noch nicht direct nachgewiesenen Molekularströmen sollen, welche W. Weber auf eine viel einfachere Weise unternommen hat.

Abhängigkeit von der magnetisirenden Kraft.

Abhängigkeit der diamagnetischen Abstossung von der Masse der auf die Körper wirkenden magnetischen Kraft. E. Becquerel nach derselben Methode bestimmt worden, welche in §. 557 beschriebenen Versuchen benutzte. Die Intensität des Magnet erregenden Stromes wurde an einer Sinusbussole ab-

Es ergab sich u. A. der Torsionswinkel T , durch welchen bei verschiedenen Intensitäten I verschiedene Stäbchen in ihre Gleichgewichtslage rückgeführt wurden (die Werthe T sind das Mittel aus zwei bei gesetzter Magnetisirung des Magnetes angestellten Beobach-

von weichem Wachs, 5 ^{mm} lang, 5 ^{mm} dick		Wismuthstab, 25 ^{mm} lang, 1,933 ^{grm} schwer, in Wasser eingesenkt		
T	$c \frac{T}{I^2}$	100 I	T	$\frac{T}{I^2}$
- 3 ^o ,42	- 1,029	11,23	- 3,20	- 2,536
- 12,18	- 1,025	39,37	- 40,00	- 2,580
- 28,25	- 1,012	65,76	- 110,45	- 2,544

negativen Vorzeichen geben die Abstossung an. Viele andere Versuche ergaben analoge Resultate. Wurde auf das eine Ende des Stäbchens ein kleines Stückchen Eisen von kaum $\frac{1}{10}$ ^{mg} Gewicht gesetzt, wurde das Stäbchen von den Magnetpolen angezogen. Wurde über die Gleichgewichtslage hinaus von den Magnetpolen entfernt, erhielt man folgende Werthe der Torsion T

T	T_b	$T - T_b$	$\frac{T - T_b}{I^2}$
19,75	- 3,73	+ 23,48	+ 6,43
72,42	- 13,89	+ 86,31	+ 6,35
134,90	- 25,90	+ 160,80	+ 6,35

Werthe T_b geben die Torsionswinkel an, welche erforderlich sind, das Wachsstäbchen allein in der Gleichgewichtslage zu erhalten; die Werthe $T - T_b$ entsprechen mithin der Anziehung des Eisens für sich selbst durch ein Magnet. Aus allen diesen Versuchen ist ersichtlich, dass, sobald nicht der Sättigungspunkt des Eisens erreicht ist, die magnetische Anziehung desselben, ebenso wie die diamagnetische Abstossung

dem gleichen Gesetze folgen. Beide sind dem Quadrat der auf die Körper einwirkenden magnetisirenden Kraft proportional.

Die Grösse des magnetischen Momentes, welches durch die äusseren Kräfte in den diamagnetischen, wieden magnetischen Körpern erzeugt wird, ist also direct der magnetisirenden Kraft proportional¹⁾.

576 Dasselbe Resultat ergibt eine Beobachtungsreihe von Tyndall²⁾.

Zwischen die beiden Pole zweier geradliniger Elektromagnets *ab* wurde in einem Kasten (Fig. 244) an einem Silberfaden ein leichter Hebelarm *cd* aufgehängt, welcher an seinen Enden löffelartige Vertiefungen hatte. In diese Vertiefungen wurden Kugeln von verschiedenen diamagnetischen Körpern, z. B. von Kalkspath u. s. f., in verschiedenen Lagen eingelegt. Der Silberfaden war oben an dem Kopf einer Torsions

Fig 244.



wage befestigt. Unter dem Hebelarm war eine Kreistheilung auf dem Boden des Kastens angebracht, an welcher die Drehung des Hebels vermittelst eines an seinem Ende befestigten Glasfadens abgelesen wurde. Wurden die Magnets durch verschieden starke Ströme magnetisirt, so wurden die Kugeln von den Polen abgestossen, konnten indes durch Drehung des Silberdrathes stets wieder in derselben Entfernung (2^{mm}) von ihnen fest-

gestellt werden. Die Drehungswinkel ergaben dabei die Kraft der jedesmaligen Abstossung.

Bezeichnet man die Intensität der Ströme mit *I*, den zur Einstellung der diamagnetischen Kugeln bei den beschriebenen Versuchen erforderlichen Torsionswinkel mit *T*, so muss hiernach

$$T = \text{const. } I^2 \text{ oder } \sqrt{T} = \text{const. } I \text{ sein.}$$

Es ergab sich aber u. A. bei

Wismuthkugeln von 8 ^{mm} Durchmesser			Schwefelkugeln von 13 ^{mm} Durchmesser		
<i>I</i>	\sqrt{T}	11,7 <i>I</i>	<i>I</i>	\sqrt{T}	6,7 <i>I</i>
0,176	2,23	2,06	0,364	2,45	2,44
0,577	6,50	6,74	0,595	3,87	3,98
0,839	10,00	9,81	0,880	5,90	5,89
1,192	13,96	13,95	1,376	9,42	9,22

Die Schwefelkugeln enthielten geringe Mengen Eisen; dennoch überwog die diamagnetische Abstossung, und das ausgesprochene Gesetz be-

¹⁾ E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXII, p. 72. 1851.
²⁾ Tyndall, Phil. Mag. [4] Vol. II, p. 165*; Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 384. 1851.

erwährte sich. — Dasselbe Resultat ergaben Kugeln von eisenfreiem Kalkspath von 9,2 und 10,8^{mm} Durchmesser.

Bei anderen Versuchen bestimmte Tyndall¹⁾ die Schwingungsdauern von Wismuthstäbchen, welche zwischen den Polen eines Elektromagnetes aufgehängt waren, und von denen sich das eine in der äquatorialen Lage instellte, das andere aber so aus einer krystallinischen Masse geschnitten war, dass die Spaltungsrichtung auf seiner Längsaxe senkrecht stand. Dasselbe stellte sich mit letzterer axial ein (s. Diamagnetismus der Krystalle). Ebenso wurde die Schwingungsdauer von einem Stäbchen von Isenvitriol bestimmt, welches sich axial stellte, und von Spatheisenstein, welches in der zu seiner Längsaxe normalen Richtung comprimirt war und sich daher mit der Längsaxe äquatorial einstellte. Diese Schwingungsdauer wurde mit den Oscillationsdauern der Wismuthstäbchen und denen eines Eisenstäbchens verglichen, welches in der auf der Verbindungslinie der Pole senkrechten Horizontallinie in einiger Entfernung vom Magnet aufgehängt war. Die Intensität I des den Magnet erregenden Stromes wurde durch eine Tangentenbussole bestimmt.

Während die Intensität im Verhältniss von 68 : 411 sich änderte, nahmen die durch die Schwingungsdauern der Stäbchen gemessenen Ablesungen und Anziehungen derselben genau nach demselben Gesetze zu; sie waren nicht ganz dem Quadrat der magnetisirenden Ströme proportional, sondern näherten sich alle in gleicher Weise einem Maximum, da der Magnetismus des Magnetes einem solchen nahe kam, aber in dem entfernteren Eisenstäbchen ebensowenig, wie in den diamagnetischen Wismuthstäbchen selbst schon ein solches eintrat.

Aehnliche Resultate hat auch Joule²⁾ erhalten.

Dasselbe Gesetz bestätigen einige Versuchsreihen von Reich³⁾. Es wurde an dem einen Ende des Armes einer Drehwaage eine 484,1^{gramm} schwere Wismuthkugel befestigt, und vor derselben ein geradliniger, 32^{mm} hoher und 440^{mm} langer Elektromagnet aufgestellt, der in der Mitte einer Drathspirale umgeben war, durch welche ein Strom geleitet wurde, dessen Intensität i an einer Sinus- und Tangentenbussole gemessen wurde. Die durch die Spiegelablesung bestimmte Drehung d des Belarms der Drehwaage in Folge der Abstossung der Wismuthkugel vom Magnet ergab sich z. B. bei einer Versuchsreihe bei verschiedenen Intensitäten

d	const. i (Mittel)	const. i^2
1	1	1
2,6636	1,7298	2,9820
4,4700	2,2335	4,9887
6,4550	2,6647	7,1506

¹⁾ Tyndall, Phil. Trans. 1855, p. 16*. — ²⁾ Joule, Phil. Mag. [4] Vol. III, 2. 1852*. — ³⁾ Reich, Pogg. Ann. Bd. XCVII, p. 283. 1856*.

Es nimmt also die Abstossung in etwas schwächerem Verhältniss als die Quadrate der Stromintensitäten, was wohl schon daraus erhellt, dass bei der Drehung des Hebelarms die Wismuthkugel sich von den Magnetpolen entfernt. Die diamagnetische Polarität der Kugel würde mithin der auf sie wirkenden Magnetkraft direct proportional sein.

Dasselbe Gesetz ergibt sich auch, wenn die Intensität der diamagnetischen und magnetischen Körper wirkenden magnetischen Kraft durch Entfernung der Magnetpole von denselben geändert wird. Dies zeigt sich bei einigen ferneren Versuchen von Reich¹⁾, bei denen an dem Hebelarm der Drehwaage befestigten Wismuthkugel verschiedene (32) Magnetstäbe einzeln und neben einander liegend die Wirkung der magnetischen Kraft geprüft worden. Das magnetische Moment m der Stäbe war durch ihre Einwirkung auf eine Compassnadel geprüft worden. Durch die diamagnetische Abstossung wird die Entfernung der Kugel von den Magneten vermehrt. Wenn man annehmen kann, dass sowohl die in den Wismuthkugeln indirecte als auch die diamagnetische Polarität, als auch die bei gleichbleibender Polarität dieselben ausgeübte Abstossung mit dem Quadrat der Entfernung von den Magnetpolen abnimmt, so werden die durch die Spiegelablesung bestimmten Drehungen d des Hebels der Drehwaage sich wie die dritten Potenzen jener Entfernungen und wie die Quadrate der Momente verhalten müssen. Dies zeigt auch folgende Tabelle:

m	d	$k \frac{m^2}{(const. + d)^4}$
1	1	1
1,4442	2,1772	2,0347
2,0378	3,9016	3,9080
2,6148	6,0866	6,1504

¹⁾ Reich, Pogg. Ann. Bd. XCVII, p. 283. 1856*. Aeltere Versuche von Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 60. 1848*, hatten kein einfaches Gesetz ergeben.
²⁾ Matteucci, Ann. de Chim. et Phys. T. LVI, p. 193 u. 207. 1859*. Bei einem anderen Versuch stellte Matteucci vor dem Ende einer mit einem Eisenkern versehenen horizontalen Drathspirale zwei, ihren Windungen parallel gleich grosse Drathkreise von einer und zwei Windungen in solcher Entfernung an, dass die beim Oeffnen und Schliessen des Stromes der Spirale in beiden Drathkreisen inducirten Ströme sich gerade aufhoben, als dieselben im entgegengesetzten Sinne einander und mit einem Galvanometer verbunden waren. Dann verhielt sich die trommotorische Kraft der Induction durch den Magnet in beiden Entfernungen wie 2 : 1. Wurden nun ganz genau an dieselben Stellen zwei an den Hebelarmen zweier Drehwaagen befestigte Wismuthscheibchen gebracht, und wurde dann der Strom durch die Spitze eines Elektromagnetes geleitet, so verhielten sich die Torsionen, welche die abgestimmten Scheibchen an jene Stellen zurückführten, ebenfalls wie 2 : 1. Dieses Resultat ist jedenfalls nicht ganz richtig, denn da die magnetische Wirkung an jenen Stellen wie 1 : 2 verhält, so müsste dies auch in Betreff der Polarität der Wismuthkugeln gelten, das Verhältniss ihrer Abstossungen bei ihrer ungleichen Entfernung vom Magnetpol also grösser sein. Vermuthlich ist dies Resultat durch die ungleiche Verteilung des Magnetismus auf der grossen Polfläche des Eisenstabes bedingt.

bel an einem Ende einen kleinen Wismuthwürfel oder eine aus Wismuthpulver und Harz bestehende Kugel trug, die vor einer aus zwei Windungsreihen bestehenden Spirale hing, dass die Abstossung der Körper durch die Spirale viermal so gross war, wenn derselbe Strom durch die Windungsreihen ging, als durch eine.

Endlich hat auch Christie¹⁾ durch Versuche an dem Diamagnetonter mit astatischem System nachgewiesen, dass das in Wismuthstäben lucirte diamagnetische Moment der Intensität des durch die Spiralen des Apparates geleiteten Stromes proportional ist. Er verfuhr dabei, wie Mallard (§. 565), und setzte das diamagnetische Moment K des Wismuths proportional den Ablenkungen des astatischen Systems, welche viermal mit dem umgekehrten Quadrat der Schwingungsdauer desselben multiplicirt wurden (vgl. §. 562). So ergab sich bei Anwendung verschiedener Stromintensitäten:

Zahl der Grove'schen Elemente	I	$\frac{I}{K}$
1	16,77031	10646,76
2	26,08649	11090,42
3	34,05932	11376,75
4	46,57311	10729,93

Nach derselben Methode hat Arndtsen²⁾ das magnetische Moment in Glasröhren untersucht, die mit Lösung von Eisenvitriol und Eisenchlorid gefüllt waren; bei einer Steigerung der Intensität des die Spiralen durchlaufenden Stromes im Verhältniss von 1 : 4 : 17 hat derselbe keine Abweichung von der Proportionalität des magnetischen Momentes jener Körper mit der auf sie wirkenden magnetisirenden Kraft beobachtet.

Bei bedeutenden magnetisirenden Kräften scheint sich in- 580
dem die magnetische Anziehung und diamagnetische Abstossung bei allen Körpern, wie beim Eisen, schneller oder langsamer einem Maximum zu nähern.

Als z. B. E. Becquerel das magnetische Verhalten eines Glasstabes erst in der Luft und sodann in einer Lösung von schwefelsaurem Nickelchlorid von specif. Gew. 1,0827 mittelst seines §. 557 beschriebenen Apparates unter Anwendung verschiedener Intensitäten I der den Magnet leitenden Ströme untersuchte, fand er die betreffenden Anziehungen und R_n .

¹⁾ Christie, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 589. 1858*. — ²⁾ Arndtsen, Pogg. Ann. CIV, S. 600. 1858*.

10 I	R_i	R_n	$R_i - R_n$	$\frac{R_i - R_n}{I^2}$
2,179	— 3	— 5,45	+ 2,45	0,516
3,990	—10,1	—19,00	+ 8,90	0,559
5,614	—20,15	—36,45	+16,30	0,517
6,719	—29	—51,60	+22,60	0,501

Setzen wir den Werth R_i der diamagnetischen Abstossung des Glasstabes in der Luft derselben Abstossung im luftleeren Raum gleich, so ist der Werth $R_i - R_n$ gleich dem Magnetismus des vom Glasstab verdrängten Volumens der Lösung. Die Anziehung der letzteren nimmt also etwas langsamer zu, als das Quadrat der magnetisirenden Ströme, wobei freilich immer noch möglich wäre, dass auch der Magnetismus des Magnetes sich schon ein wenig seinem Maximum genähert hätte.

Bei anderen, stärker magnetischen Substanzen, z. B. Lösung von Eisenchlorür, Wachsstäbchen, in welche Platinschwamm eingeknetet ist, eisenhaltigen Stäbchen von Kohle oder unreinem Zink, hat Becquerel im Gegentheil beobachtet, dass das Verhältniss ihrer Anziehungen durch den Magnet bis zu einer Grenze schneller wächst, als das Quadrat der magnetisirenden Kraft. Dies konnte einmal davon herrühren, dass die Körper auf die Vertheilung des Magnetismus in den Magnetpolen einwirken, sodann aber namentlich davon, dass bei stärkeren magnetisirenden Kräften die getrennten magnetischen Moleküle der Körper wechselseitig auf einander in einem schnell zunehmenden Verhältniss magnetisirend einwirken, und so das magnetische Moment der Körper schneller zunimmt als die magnetisirende Kraft selbst.

Beim Wismuth hat E. Becquerel die Annäherung an das Maximum nicht nachweisen können.

581 Letzteres glaubte indess Plücker¹⁾ gezeigt zu haben, indem er auf die abgerundeten Polflächen der Halbanker eines starken Elektromagnetes kugelförmige Gefässe von Glas aufsetzte, welche mit flüssigen oder gasförmigen oder auch festen, meist mit Schweinefett verriebenen Substanzen gefüllt waren. Die Gefässe hingen an dem einen Arm einer aus Glas construirten Wage. Ihre Anziehung und Abstossung wurde bestimmt, indem die Wage auf der einen oder anderen Schale belastet wurde, bis die Gefässe von den Polen abgerissen oder ihnen gerade bis zur Berührung genähert wurden.

Es wurde der Magnet nach einander durch 1, 4, 9 oder 16 Grove'sche Elemente, welche zu zweien, dreien, vierten neben einander geordnet waren, erregt; die Stromintensität wuchs dabei auf das 2-, 3- und 4fache, wenn man die Voraussetzung macht, dass die Grove'schen Elemente

¹⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 1. 1854*.

einander gleich waren. Da der Magnetismus des Magnetes nicht in gleichem Verhältniss mit der Intensität des erregenden Stromes zunimmt, so sucht Plücker denselben auf einem indirecten Wege abzuleiten (vgl. die Originalabhandlung). Eine directere Bestimmung, wie sie z. B. durch die Beobachtung von Inductionströmen möglich wäre, die in einem in der Höhe des Magnetpales um seinen Diameter herumgedrehten Drathringe erzeugt würden, wäre indess doch wohl unbedingt nöthig. Plücker erhält für die Magnetismen m , welche in den einzelnen Stoffen durch Einwirkung des Magnetes erregt werden, folgende Zahlenwerthe:

Magnetisirende Kraft.

	1	2	2,9	3,45	4	∞	α
Kobaltoxydhydrat	1	1,925	2,66	2,95	3,39	7,826 +	2178
Sauerstoff	1	1,855	2,47	2,82	3,18	5,422	
Wismuth u. Phosphor	1	1,81	2,39	2,66	3,05	4,615 —	Bi 23,6 P 16,5
Nickeloxyd	1	1,715	2,14	2,28	2,54	3,516 +	287
Eisenoxyd	1	1,575	1,88	2,03	2,23	2,647 +	759
Eisen	1	1,38	1,51	1,61	1,69	1,915 +	1000000
Kobalt	1	1,325	1,41	1,46	1,49	1,742 +	1009000
Nickel	1	1,20	1,21	1,22	1,22	1,324 +	465800

Die unter α verzeichneten Zahlen geben die Werthe, mit denen die in jeder Reihe unter 1, 2, ... angeführten, relativen Magnetismen eines jeden Stoffes bei Einwirkung verschiedener magnetisirender Kräfte zu multipliciren sind, um die bei verschiedenen Stoffen erhaltenen Resultate vergleichen zu können.

Der Werth des Maximums des Magnetismus in der Columne ∞ ist von Plücker nach der von Müller gegebenen Formel

$$m = C \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \frac{p}{\operatorname{const.}}$$

berechnet, in der m den Magnetismus der Stoffe, p die magnetisirende Kraft bedeutet. Nach diesen Angaben nähern sich die temporären Magnetismen aller Stoffe mit zunehmender magnetisirender Kraft einem Maximum, indess verschieden schnell, wie dies die Reihenfolge derselben in obiger Tabelle erkennen lässt. — Bemerkenswerth ist, dass bei schwachen magnetisirenden Kräften der Magnetismus des Kobalts hiernach grösser sein müsste, als der des Eisens, und erst bei stärkeren magnetisirenden Kräften der temporäre Magnetismus des letzteren überwöge. (Das analoge Resultat hat Arndtsen (l. c.) in Bezug auf Nickel erhalten.)

Auch bei den diamagnetischen Substanzen, Wismuth und Phosphor, wäre eine Annäherung ihrer diamagnetischen Wirkung an das Maximum zu beobachten; die Schnelligkeit, mit der dieselbe stattfindet, wäre indess bei den beiden untersuchten Stoffen dieselbe.

582 Auf der verschieden schnellen Annäherung der magnetischen Anziehung und der diamagnetischen Abstossung der Körper durch die Magnetpole an ein Maximum mit wachsender magnetisirender Kraft beruht das eigenthümliche Verhalten, welches Gemenge von magnetischen und diamagnetischen Substanzen vor den Magnetpolen zeigen.

Hängt man z. B. einen aus magnetischen und diamagnetischen Substanzen gemengten Stab, z. B. von Holzkohle oder Kirschbaumrinde, an einem Coconfaden horizontal vor den Polen des Elektromagnetes auf, so stellt er sich bei schwacher Erregung desselben axial, vertauscht die Lage aber mit der äquatorialen, wenn die Magnetisirung stärker wird ¹⁾. In ganz analoger Weise wächst die Anziehung eines mit Eisenoxyd und Wismuthpulver oder mit unreinem, eisenhaltigem Quecksilber gefüllten, über einem Magnetpol an dem einen Arm eines Wagebalkens aufgehängten Uhrglases langsamer, als die eines rein magnetischen Körpers, z. B. des Eisens, und bei starker Magnetisirung kann das Uhrglas eben so stark abgestossen, wie bei schwacher Magnetisirung angezogen werden.

Der Grund hiervon kann folgender sein: Nimmt die auf die magnetischen und diamagnetischen Substanzen wirkende magnetische Kraft allmählich zu, so wächst die Anziehung der ersteren, so wie die Abstossung der zweiten zuerst proportional dem Quadrate des Magnetismus. Wird aber die Magnetisirung stärker, so erreicht der Magnetismus der magnetischen Substanzen nach und nach ein Maximum, über welches hinaus derselbe nicht mehr zunimmt. Viel langsamer geschieht diese Annäherung an ein Maximum bei der Abstossung der diamagnetischen Substanzen, so dass letztere noch zunimmt, während erstere schon das Maximum erreicht hat, und sie dann sogar übertreffen kann, so dass an Stelle der Anziehung eine Abstossung tritt ²⁾.

583 In gewissen Fällen kann indess die bei stärkeren Stromintensitäten stattfindende scheinbare Umkehrung des magnetischen Verhaltens der Körper in das diamagnetische Verhalten auf anderen Gründen beruhen.

Legte Tyndall ³⁾ auf das eine Ende des Hebels seiner Drehwaage (§. 576) eine Wismuthkugel und klebte auf diese ein Stückchen Spath-eisenstein, so war die vereinte Masse zuerst magnetisch, es bedurfte einer Torsion t des den Hebel tragenden Fadens, um dieselbe in einiger Entfernung vom Magnet festzuhalten. Wurde aber die Intensität des den Magnet erregenden Stromes verstärkt, so trat eine Abstossung, also ein Ueberwiegen des Diamagnetismus ein. Dasselbe ergab sich, als auf die eine Seite des Hebels eine diamagnetische Wismuthkugel, auf die andere eine schwach magnetische Zinkkugel gelegt wurde. Erst überwog der

¹⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 617*; Bd. LXXIV, S. 362*; Bd. LXXV, S. 413. 1848*. — ²⁾ Müller in Freiburg, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 115. 1851*. — ³⁾ Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 394. 1851*.

agnetismus der letzteren, dann bei stärkerer Erregung der Magnete er Diamagnetismus der ersteren.

In beiden Fällen hatte sich Tyndall überzeugt, dass die Anziehung des Spatheisensteins und Zinks, ebenso wie die Abstossung des Wismuths, genau dem Quadrat der Intensität des magnetisirenden Stromes entwach, also noch keine Sättigung mit Magnetismus eingetreten war. Der Grund dieser Erscheinung liegt indess auch nicht in einer schnellen Zunahme der diamagnetischen Abstossung mit wachsender Stromintensität, sondern darin, dass die Torsion des Fadens gleichzeitig mit der magnetischen Anziehung der diamagnetischen Abstossung entgegenwirkt. Bezeichnet s die der ersten Intensität i des Stromes entsprechende Anziehung des Zinks oder Spatheisens, d die dabei stattfindende Abstossung des Wismuths, t die durch die Torsion des Fadens entwickelte Kraft, welche die überwiegende Abstossung äquilibrirt, so ist in dieser Gleichgewichtslage

$$d = s + t.$$

Wird die Intensität des magnetisirenden Stromes auf das n fache gebracht, so wachsen die Werthe d und s auf das n^2 fache. Dann ist aber

$$n^2 d > n^2 s + t.$$

Es tritt also ein Ueberwiegen der diamagnetischen Abstossung ein.

Ein analoger Uebergang aus der axialen in die äquatoriale Lage konnte sich zeigen, wenn man einen aus magnetischen und diamagnetischen Substanzen gemengten Stab an einem Coconfaden in horizontaler Lage zwischen den Polen eines Elektromagnetes aufhängt und allmählich die Intensität des magnetisirenden Stromes vermehrt.

Dieselbe Umkehrung des magnetischen Verhaltens gemischter Körper 584 das diamagnetische findet statt, wenn man die auf dieselben wirkende magnetische Kraft dadurch verstärkt, dass man die Körper in weiterer Entfernung vor einem Magnetpol aufhängt und denselben nun allmählich den Körpern nähert¹⁾.

Man hatte aus dieser Umkehrung anfangs den unrichtigen Schluss gezogen, dass die diamagnetische Abstossung mit der Entfernung von den Magnetpolen schneller abnehme, als die magnetische Anziehung, während sich beide nach demselben Gesetz sich vermindern müssen, da beide in gleichem Verhältniss mit der Intensität der magnetisirenden Kraft zunehmen, wenn nicht eine Annäherung an das Maximum oder sonstige sekundäre Störungen eintreten.

Misst man die Abnahme der Anziehung einer Eisenkugel mit der Entfernung vom Magnetpol, indem man sie an eine Wage hängt und dieselbe oder bei Zwischenlegung einer Glasplatte von $\frac{1}{15}$ " Dicke von einem Magnetpol abreisst, und reisst man ebenso durch die Torsionswage eine

¹⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXII, S. 343. 1847*.

auf ihren Hebel gelegte Kugel von Eisenvitriol in gleicher Weise dem Pol eines horizontal liegenden Magnetstabes ab, so zeigt sich sich durch Zwischenlegung des Glases die Anziehung beim Eisen i
hältniss von 1 : $\frac{1}{90}$, beim Eisenvitriol fast nicht vermindert hat.)
vermindert sich die Anziehung des Eisens schon bei Zwischen
eines Papiers von 0,001" Dicke auf $\frac{2}{3}$, die des Spatheisensteins e
einem Abstand von $\frac{1}{7}$ ". Es nimmt also die Anziehung des Eise
der Entfernung von den Magnetpolen schneller ab, als die der
salze ¹⁾. Bei diamagnetischen Substanzen, z. B. Wismuthkugeln,
gleichfalls mit der Entfernung die Abstossung langsamer ab, als d
ziehung des Eisens. Man kann sich hiervon überzeugen, wenn m
den Hebel der Torsionswage eine Wismuthkugel legt und auf die
Stückchen Eisen befestigt. Stellt man den Faden der Drehwage s
die Kugel vor der Erregung des Magnetes in einem gröſseren A
von dem Pole desselben sich befindet, so wird dieselbe bei der Schli
des den Magnet erregenden Stromes abgestossen; hat man aber d
den vorher so eingestellt, dass die Kugel dem Magnet nahe steht, t
eine Anziehung ein. — Diese Erscheinung, welche indess nur beim
nicht bei anderen magnetischen Substanzen hervortritt, ist gerad
gekehrt, wie die von Plücker beobachtete. Sie beruht wohl t
dass der im Eisen vertheilte, bedeutende Magnetismus bei der Annal
an den Magnetpol in diesem selbst wieder Magnetismus vertheilt,
die Anziehung bedeutendverstarkt wird, während diese Ruckw
bei den sonstigen, weniger magnetischen und diamagnetischen Subs
kaum stattfinden kann ²⁾.

585

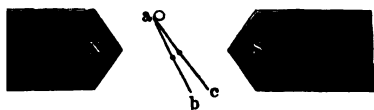
Eine permanente Magnetisirung, welche nach Aufl
der magnetisirenden Kräfte in den Körpern zurückbleibt, las
ausser beim harten Eisen, Nickel und Kobalt noch bei einer
Eisenoxydul- oder Schwefeleisenhaltiger Mineralien, beim Eise
mer, beim Eisenglanz und Magnetkies, Titaneisen, beim gediegene
lichen Platin u. s. f. nachweisen ³⁾. Mittelst des Sideroskops vo
baillif oder einer anderen astatischen Nadel kann man auch beim
oxyd, beim Iridium, ebenso bei unreinem Zink ⁴⁾, bei Holzkohle d
darthun. In den letzteren drei Fällen dürften indess wohl The
von Eisen die permanente Polarität bedingen ⁵⁾. Eisenchlorür
zeigt dagegen nach Matteucci ⁶⁾ keine permanente Polarität. — Pluc
glaubte auch bei den diamagnetischen Körpern eine gewisse
manente Polarität nachweisen zu können. Er hängte zwischen d
nisch zugespitzten und vorn abgerundeten Pole eines sehr starken

¹⁾ Tyndall l. c. S. 415*. — ²⁾ Vgl. auch W. Thomson, Phil. Mag. [3] Vol. X
p. 252. 1850*. — ³⁾ Vgl. Greiss, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 478. 1859
⁴⁾ E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXII, p. 85. 1851*. —
sted, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 453. 1848*. — ⁶⁾ Matteucci, Compt. rend. T. V
p. 917. 1853*. — ⁷⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXXVI, S. 8. 1852*.

Magnetes an einem Coconfaden ein Wismuthstäbchen in axialer Lage und verhinderte es durch ein neben der einen Polspitze aufgestelltes,icales Glasstäbchen, bei Erregung des Magnetes die äquatoriale Lage annehmen. Durch die Torsion des das Stäbchen tragenden Fadens wurde dasselbe schwach gegen das Glasstäbchen gedrückt, wobei es einen kleinen Winkel mit der axialen Linie machte. Wurde nun der Elektromagnet in Thätigkeit gesetzt, und sodann seine Polarität plötzlich umkehrt, so bewegte sich das Stäbchen erst gegen die axiale Lage hin entfernte sich dann wieder von derselben. Bei Unterbrechung des Stromes und langsamer Schliessung in entgegengesetzter Richtung trat die Erscheinung nicht. Hiernach sollte die Polarität des Stäbchens erst einige Zeit nach der Umkehrung des den Magnet erregenden Stromes wechseln. Es wäre indess sehr wohl möglich, dass beim Oeffnen des Stromes im Wismuthstäbchen ein demselben gleichgerichteter Inductionsstrom entstände, ebenso wie in der Masse des Magnets und auch in der den Magnet umgebenden Spirale. Hierdurch würde zuerst eine Ablenkung des Stäbchens gegen die Magnetpole bedingt, bis nach der Umkehrung des magnetisirenden Stromes die Inductionsströme allmählich abchwänden, und die neue Polarität des Magnets und Wismuthstäbchens hervorträte.

Es könnte auch sein, dass das Wismuthstäbchen, welches gegen das Glasstäbchen gedrückt wurde, bei der Erregung des Magnetes sich in die Lage *ac* (Fig. 245) ein wenig schräg gegen die Lage *ab* stellte. Beim Oeffnen des den Magnet erregenden Stromes kehrt es dann in seine Gleichgewichtslage *ac* vor der

Fig. 245.



Magnetisierung zurück und schwingt durch das Beharrungsvermögen und die Torsion des Fadens gegen die Pole hin oder

über sie hinaus. Da nun beim Umkehren der Richtung des den Magnet erregenden Stromes stets eine gewisse Zeit bis zum völligen Einsetzen der neuen Magnetisierung vergeht, so könnte in dieser Zeit wohl die hieher beschriebene Bewegung vor sich gehen¹⁾. Tyndall und auch E. Becquerel (l. c.) ist der Nachweis eines permanenten Diamagnetismus des Wismuths durchaus nicht gelungen.

Wir haben schon §. 550 darauf aufmerksam gemacht, dass das Verhalten von Eisenstäben und schwächer magnetischen Körpern, z. B. schwach magnetischen Messingdrähten, Röhren voll Eisenoxyd, vor flachen Magneten ein verschiedenes ist, indem erstere sich axial, letztere äquatorial stellen können. Wir haben als Grund dafür angeführt, dass die Eisenmoleküle, durch den Magnet magnetisirten Moleküle des Eisens gegenseitig

586

¹⁾ Tyndall, Phil. Trans. 1855. p. 37*.

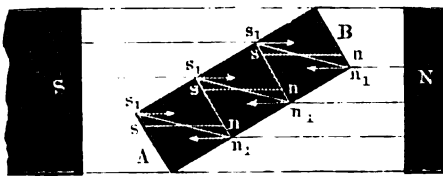
richtend auf einander einwirken, während bei den anderen Körpern der in den einzelnen Molekülen erregte Magnetismus so äusserst gering im Verhältniss zu der von aussen wirkenden magnetischen Kraft ist, dass die gegenseitige Richtkraft der Moleküle gänzlich zu vernachlässigen ist.

Sind in diesem letzteren Fall verschiedene Mengen des magnetischen Stoffes in demselben Raum vertheilt, so ist das in ihnen durch gleiche magnetisirende Kräfte erzeugte Moment ihrer Masse proportional, wie dies schon Coulomb bei fein in Wachs vertheiltem Eisen beobachtete (§. 369). Auch Plücker¹⁾ hat eine Glaskugel mit Schweinefett gefüllt und sie an der einen Wagschale einer Wage über den einen Pol eines Magnetes oder zwischen die auf beide Pole desselben gelegten Halbanker gehängt, so dass sie den Pol oder die Halbanker gerade berührte. Wurde der Magnet erregt, so wurde die Kugel abgestossen und man musste Gewichte — g auf die ihr zugewandte Wagschale legen, um sie wieder in ihre frühere Stellung zu bringen. Wurden nun dem Fett verschiedene Mengen feinen Eisenpulvers zugesetzt, so wurde die Kugel angezogen, und man musste die Gewichte G auf die andere Wagschale legen, um sie von den Magnetpolen abzureissen. Es entsprach der Werth $G + g$, d. i. die Anziehung des Eisens, dem Gewichte des letzteren. Dasselbe Resultat erhielt Plücker, als er die Kugel mit Wasser füllte und sodann diesem verschiedene Mengen Eisenchlorür zusetzte.

587 Würde bei den diamagnetischen Substanzen eine gegenseitige Einwirkung ihrer Theilchen auf einander stattfinden, so würde dadurch das diamagnetische Moment derselben verkleinert werden, indem jedes durch die äussere Kraft polarisirte Molekül im folgenden Molekül eine ihm entgegengesetzt gerichtete Polarität erzeugte²⁾. — Indess lässt sich auch hier bei der Schwäche der diamagnetischen Polarität eine solche Wechselwirkung der Theilchen nicht mit Sicherheit nachweisen. So fand Matteucci³⁾, dass gleich lange, aber

¹⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 321. 1848*. — ²⁾ Wäre z. B. ns (Fig. 246) die Richtung der durch die Magnetpole S und N in den Theilen des Wismuthstabes AB erzeugten Polarität, so würden in Folge der Wechselwirkung der Theilchen die diamagnetischen Aven der Moleküle sich ein wenig neigen in die Lagen $n_1 s_1$. Durch die Magnetpole würde sich dann der Stab in die axiale Lage, parallel den Magnetkraftlinien, einstellen. — ²⁾ W. Thomson, Phil. Mag. [4] Vol. IX, p. 290. 1855*. Dieselbe Ansicht hat W. Weber, Phil. Mag. [4] Vol. X.

Fig. 246.



p. 407. Tyndall hält sie nicht für bewiesen, ibid. p. 422, und Thomson vertheidigt sie, Phil. Mag. [4] Vol. XI, p. 66*. — ³⁾ Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. T. LVI, p. 193. 1859*.

den weite Papierröhren, mit verschieden grob oder fein gepulvert verschieden stark gepresstem Wismuthpulver gefüllt, zwischen eines Elektromagnetes gleiche Schwingungsdauer zeigten. Füllte an dem Ende des Hebelarmes einer Drehwage befestigte Glasröhren mit verschiedenen Mengen (1 bis 6,5^{grm}) von Wismuthpulver, welches oder feiner gepulvert war, so wurde dieselbe von dem Polagnetes mit Kräften zurückgestossen, die dem Gewicht des Pulvers entsprachen. Dasselbe Verhalten ergab sich beim Schwefel, und bei der Stearinsäure.

Daraus folgt, dass ein Wismuthstab, der sich in der Mitte einer Ebene befindet und an allen Stellen gleichen magnetisirenden Kräfte ausgesetzt ist, auch in allen Molekülen gleiche diamagnetische Momente enthält. Man kann daher auf seiner ganzen Länge keinen Diamagnetismus wahrnehmen; derselbe ist nur an seinen Enden angehäuft. Der Christie (l. c.) Wismuthstäbe im Diamagnetometer dem astatischen System in verschiedenen Lagen gegenüberstellte, fand er fast keine Ablenkungen desselben, so lange sich die mittleren Theile der Stäbe in der Ebene des Systems befanden. Nur an den äussersten Enden zeigte sich ein wenig über diese hinaus zeigte sich eine Zunahme der Ablenkung, wie sich leicht aus der Berechnung der Wirkung der beiden Enden der Stäbe auf das System ergibt.

Die Pulvern von Gold, Silber und Kupfer hat indess Matteucci¹⁾ 588 festgestellt, dass, je feiner dieselben vertheilt werden, je schlechter ihre elektrische Leitungsfähigkeit also wird, desto mehr ihr Diamagnetismus zunimmt. So fand er die diamagnetische Abstossung A gleicher Massen:

	Gewicht gleicher Volumina	A
Gold . .	11,355 bis 1,2 ^{grm}	1 bis 1,73
Silber . .	4,77 bis 1,16 ^{grm}	1 bis 1,55

Das Verhalten wäre um so merkwürdiger, als die erwähnten Metalle erst schwach diamagnetisch sind. Es könnte vielleicht auf einer Condensation von Feuchtigkeit und von Gasen auf den feineren Theilen beruhen. Eine genauere Untersuchung desselben wäre wohl sehr erwünscht.

Wenigstens lässt sich bis jetzt eine deutliche Wechselwirkung zwischen zwei diamagnetisch erregten Körpern nachweisen. Als z. B. Matteucci an dem Arm einer Drehwage einen Wismuthwürfel vor dem Pol eines Elektromagnetes aufhängte und zwischen den Würfel und einen zweiten Wismuthwürfel einschob, änderte sich die Stellung der Würfel nicht. — War an dem Arm der Drehwage ein Wismuthcylinder horizontal befestigt, welcher in der Axe einer grossen, horizontalen Spirale schwebte, so ging derselbe, als in die Spirale ein zweiter

Matteucci l. c. p. 212*.

Wismuthcylinder eingeführt wurde, nach einigen Oscillationen wieder ständig in seine frühere Lage zurück. — Ebensowenig wirken Tro von diamagnetischen Flüssigkeiten auf einander, welche in einer Lösung zwischen den Magnetpolen schweben¹⁾).

III. Quantitative Bestimmungen des Magnetismus und Diamagnetismus verschiedener Körper.

589

Die quantitativen Verhältnisse der magnetischen und diamagnetischen Momente, welche verschiedene Körper unter Einfluss derselben magnetischen Kraft erhalten, sind namentlich bei den schwächer magnetischen und diamagnetischen Stoffen sehr schwer mit Genauigkeit zu bestimmen, da diese Momente sehr klein sind und eine sehr geringe Beimengung von Eisen sie wesentlich verändern kann. Werden die diamagnetischen Stoffe nur in eiserne Formen gegossen oder mit einem eisernen Instrument bearbeitet, so zeigen sie schon einen schwächeren Diamagnetismus als vorher, oder gar im Gegentheil eine magnetische Anziehung. — diesem Grunde weichen die quantitativen Bestimmungen sehr stark von einander ab.

Zuerst hat Plücker²⁾ eine grosse Reihe von Substanzen untersucht, indem er sie in einem mit einer Glasplatte bedeckten Uhrglase über einer Glaskugel von dem einen Pol oder den beiden Halbpolen eines grossen Elektromagnetes abmass. Die festen Substanzen waren dabei mit Schweinefett verrieben. Man kann dann durch Division der beobachteten Anziehung oder Abstossung mit dem Gewicht der Substanz das Moment der Gewichtseinheit bestimmen. Der Magnetismus des Magnetens wird durch Abreissen eines Eisenstäbchens von seinen Polen gemessen.

Die folgenden Tabellen enthalten die so gefundenen Resultate für magnetischen und diamagnetischen Substanzen.

Die Rubrik M , enthält die Werthe des Magnetismus gleich dem Gewichte der Substanzen, der des Eisens gleich 100000 gesetzt, oder, wie Plücker sie nennt, die Werthe des specifischen Magnetismus der Stoffe. Das diamagnetische Verhalten ist durch das — Zeichen angedeutet.

Die Rubrik M_1 enthält die Werthe des Magnetismus gleich dem Gewichte der trockenen Salze in ihren Hydraten und Lösungen.

¹⁾ Mattiucci, l. c. p. 193; Cours d'induction. Paris 1854. p. 212*. — ²⁾ Ann. Chem. Phys. Bd. LXXIV, S. 321. 1848*.

Rubrik M_o die Werthe des Magnetismus gleicher Gewichte des oder Oxyduls in ihren Hydraten oder Salzen;

Rubrik M_m die Magnetismen gleicher Gewichte der Metalle Nickel, Mangan in ihren Verbindungen;

Rubrik M_a endlich den Magnetismus eines Moleküls der verschiedenen Verbindungen, wenn der eines Atoms Eisen gleich 100000 gesetzt

	M_g	M_n	M_o	M_m	M_a
.	100000	100000	100000	100000	100000
isenstein	40227	—	—	55552	166656
yd	286	—	206	409	818
nstein	134	—	—	191	392
nz.	533	—	—	761	1522
lhydrat.	156	—	—	296	592
saures Eisenoxyd.	111	—	—	349	698
riol	78	142	—	385	385
Lösung v. salpetersaurem					
Eisenoxyd.	34	95	287	410	820
„ Eisenchlorid.	98	224	516	737	1474
„ schwefelsaurem					
Eisenoxyd.	58	133	332	474	938
„ Eisenchlorür.	84	190	381	490	490
„ schwefelsaurem					
Eisenoxydul	126	219	462	594	594
ydul	35	—	—	45	47
ydulhydrat	106	—	142	180	190
von salpetersaurem					
Nickeloxydul	—	65	164	208	219
„ Nickelchlorür	—	111	171	217	229
oxyhydrat	70	—	78	112	224
oxyoxydul	167	—	—	232	696

merkenswerth ist in dieser Tabelle: der starke Magnetismus des Eisensteins; der verschieden starke Magnetismus des Eisenoxydes in den verschiedenen Zuständen; das Ueberwiegen des Magnetismus, den z. B. Oxydul in seiner Verbindung mit Wasser im Hydrat besitzt, über den Magnetismus des Oxyduls für sich; ferner, dass in den Salzlösungen durch die Säuren der Magnetismus des letzteren nicht vermindert wird.

Die Diamagnetischen Substanzen wurden in gleicher Weise gefunden, der Diamagnetismus des Wassers gleich 100 gesetzt wird:

	Der Diamagnetismus	
	gleicher Volumina	gleicher Gewichte
Wasser	— 100	— 100
Alkohol (specif. Gewicht 0,813)	— 93	— 114
„ („ „ 0,851)	— 122,5	— 143
Aether	— 93	— 127
Schwefelkohlenstoff	— 129	— 102
Schwefelsäure (specif. Gew. 1,839)	— 64	— 34
Salpetersäure (specif. Gew. 1,502)	— 71	— 48
Chlorwasserstoffsäure (specif. Gewicht 1,123)	— 114	— 102
Concentrirte Lösung von Kalium- eiscyanür	— 86	— 70
Gepulvertes Kochsalz	—	— 79
„ Wismuthoxyd	—	— 35
Schwefelblumen	—	— 71
Terpentinöl	— 107	— 123
Quecksilber	— 314	— 23
Phosphor	— 1,72	— 100

Die diamagnetische Abstossung des Wassers steht zu der magnetischen Anziehung des Eisens bei gleichen Gewichten im Verhältniss etwa 2,5 zu 100000.

Bemerkenswerth ist, dass das gelbe Blutlaugensalz entschieden diamagnetisch ist, während das rothe Blutlaugensalz magnetisch verhält (vgl. §. 553). Gepulvertes rothes Blutlaugensalz wurde bei gleichem Gewicht 7,4mal stärker vom Magnetpol angezogen, als Wasser gestossen; die magnetische Anziehung einer concentrirten Lösung jenes Salzes verhält sich zu der diamagnetischen Abstossung des Wassers 164 : 100.

Einige andere Bestimmungen von Plücker, welche nicht überall den hier angeführten übereinstimmen, haben wir schon §. 581 erwähnt. Bei obigen Bestimmungen dürfte indess der Magnetismus des Eisens hoch genommen sein, da es nicht im Zustande der grössten Vertheilung war. Bei späteren Versuchen mit ganz fein vertheiltem Eisen erhielt Plücker das Verhältniss des Magnetismus des Eisens zu dem des Eisenoxyds wie 1 000 000 zu 891¹⁾. — Die nicht weit hiervon abweichende Zahl 759 liefert die Tabelle §. 581.

¹⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 113. 1851*.

Durch ganz ähnliche Versuche hat E. Becquerel¹⁾ folgende Zahlen für den Diamagnetismus gleicher Volumina gefunden:

Wasser	— 10	Reines Silber	— 23,2
eines Kupfer	— 16,8	„ Gold	— 34,7
alvanoplastisches Kupfer	— 14,1	Wismuth	— 226,7

Vermittelst der Drehwage hat ferner E. Becquerel²⁾ mit Hilfe der 557 beschriebenen Methode den Magnetismus und Diamagnetismus gleicher Volumina verschiedener Substanzen bestimmt, indem er stets die diamagnetische Abstossung verschiedener fester Körper in Luft oder verschiedenen Flüssigkeiten maass. Die Differenz der erhaltenen Werthe entspricht dem Diamagnetismus der Flüssigkeiten, wenn man den der Luft vernachlässigt. So ergab sich u. A.:

Wasser	— 10
Zink, käufliches	— 2,5
Wachs, weisses	— 5,68
Schwefel	— 11,37
Blei, käufliches	— 15,28
Phosphor	— 16,39
Selen	— 16,52
Wismuth	— 217,6
Absoluter Alkohol	— 7,89
Schwefelkohlenstoff	— 13,30
Concentrirte Lösung von Eisenchlorür	+ 658,13

Ist der Magnetismus von fein in Wachs vertheiltem Eisen gleich 1000000, ist der eines gleichen Volumens der zuletzt genannten Lösung + 25,7, der des Wassers — 0,4. Bei gleichem Gewicht ist dagegen der Magnetismus der Lösung gleich 140, der des Wassers — 3.

Vergleicht man die von Plücker und E. Becquerel gefundenen Verhältnisse des Magnetismus von feinvertheiltem Eisen, Wismuth und Wasser bei gleichen Gewichten, so erhält man dasselbe

	Eisen	Wismuth	Wasser
nach Plücker	1000000	— 23,6	7,8
„ E. Becquerel	1000000	— 10,7	3,1

Diese Abweichungen erklären sich gewiss aus der ungleichen Vertheilung des Eisens, dessen specifischer Magnetismus wegen dieses Ein-

¹⁾ E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XLIV, p. 223. 1855*. —
E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXVIII, p. 313. 1850*.

flusses jedenfalls nicht geeignet ist, um als Einheit für die specifischen Magnetismen anderer Stoffe zu dienen.

W. Weber¹⁾ hat den Diamagnetismus des Wismuths mit dem Magnetismus des Eisens durch das Diamagnetometer nach der §. 561 beschriebenen Einrichtung verglichen, indem er zwei Wismuthstäbchen von zusammen 343,5^{mm} Gewicht in den Spiralen des Diamagnetometers abwechselnd hob und senkte und, entsprechend den für die Multiplicationsmethode geltenden Formeln, die dem Magnet ertheilte permanente Ablenkung durch dieselben bestimmte; dieselbe betrug — 5,93 Theilstriche. Wurde nun an Stelle der beiden Wismuthstäbe nur ein Eisenstäbchen von 5,8^{mm} Gewicht in die eine Spirale eingeführt, so ergab sich die permanente Ablenkung des Magnetes + 128,4. Hiernach stehen die in gleichen Massen Eisen und Wismuth erzeugten magnetischen und diamagnetischen Momente im Verhältniss von 1 : 1470000. Reducirt man diese Momente auf die Einheit der magnetischen Masse, indem man an Stelle des verwendeten Eisenstäbchens ein Ellipsoid von Eisen von gleicher Masse und gleicher Länge setzt, so findet man mit Rücksicht auf die Versuche des §. 354, welche die Gesetzmässigkeit der Annäherung des Momentes des Eisens an ein Maximum darthun, das magnetische Moment der durch die Einheit der magnetisirenden Kraft inducirten Masseneinheit beim Eisen: 5,6074, dasselbe diamagnetische Moment beim Wismuth: $\frac{1}{434000}$. Aus der Berechnung der Inductionsversuche des §. 567 würde sich letztere Zahl zu $\frac{1}{471300}$ ergeben, so dass im Mittel das durch die magnetisirende Kraft Eins erzeugte diamagnetische Moment des Wismuths 2 540 000mal kleiner ist, als das magnetische Moment des Eisens.

590. Genauere Bestimmungen, die namentlich auch die Beziehungen des magnetischen Moments der Körper zu ihrer chemischen Zusammensetzung feststellen sollten, hat der Verfasser unternommen²⁾.

Die Messungen dieses Momentes geschahen mit Hülfe eines besondern Torsionsapparates. An einem, in einer Hülse drehbaren, verticalen Zapfen von Messing hing ein Neusilberdrath von 640^{mm} Länge und 0,2 bis 0,3^{mm} Dicke, an welchem unterhalb ein verticaler, 550^{mm} langer, 5,5^{mm} dicker Messingstab *h* befestigt war, dessen unteres Ende mit Gewichten belastet wurde und mit Flügeln von Messing versehen war, welche in ein Glas *n* voll Oel tauchten. An dem oberen Ende des Messingstabes war ein Spiegel *f* befestigt, mittelst dessen durch Scala und Fernrohr nach der bekannten Methode der Spiegelablesung die Drehungen des Stabes um seine verticale Axe an einer 2,8 bis 3^{mm} entfernten Scala bestimmt werden konnten. Unter dem Spiegel trug der Stab einen

¹⁾ W. Weber, Elektrodyn. Maassbest. Th. III.* — ²⁾ G. Wiedemann, Monatsber. der Berl. Akad. 15. Juni 1865. 2. Juli 1868*. Pogg. Ann. Bd. CXXVI. S. 1. 1867. CXXXV, S. 177. 1868*.

horizontalen, von Nord nach Süd gerichteten, etwa 20^{mm} langen Arm von Messing, an welchem ein kleines Glaskölbchen *k* befestigt war, das mit den zu untersuchenden Substanzen gefüllt wurde. Vor diesem Kölbchen

Fig. 247.



lag in ostwestlicher Richtung ein horizontaler, gerader, vorn abgerundeter und mit einer Magnetisirungsspirale von etwa 1100 Windungen von 2^{mm} dickem Kupferdrath umgebener, 370^{mm} langer und 41,5^{mm} dicker, weicher Eisenstab *l*, dessen magnetisches Moment an einem, in der Richtung seiner Axe aufgestellten Spiegelmagnetometer abgelesen werden konnte. Nachdem der magnetisirende Strom geschlossen war, wurde durch Drehung des den Neusilberdrath tragenden Zapfens dem Glasgefäss eine bestimmte Stellung gegeben, welche mittelst des an dem Messingstab befestigten

Spiegels abgelesen wurde. Sodann wurde der Strom geöffnet, und wiederum die Einstellung des Spiegels beobachtet. Die Drehung des Spiegels misst die Grösse der Torsion des den Apparat tragenden Neusilberdrathes, mithin auch die Kraft der magnetischen Anziehung.

Durch mehrfache vorläufige Versuche wurde erwiesen, dass innerhalb der Grenzen der Beobachtungen diese Anziehung dem Quadrat des magnetischen Momentes des anziehenden Elektromagneten proportional ist, was also

1) das temporäre magnetische Moment des mit verschiedenen Salzlösungen gefüllten Glasgefässes der magnetisirenden Kraft direct proportional ist.

Eine Annäherung an das Maximum der Magnetisirung konnte bei den angewandten magnetisirenden Kräften nicht nachgewiesen werden.

Wurde das Glasgefäss mit verschiedenen concentrirten Lösungen desselben Salzes und mit Auflösungen desselben in verschiedenen Lösungsmitteln (Manganchlorür, Eisenchlorid in Alkohol, Aether, Wasser) gefüllt, so wird von dem durch die magnetisirende Kraft Eins demselben ertheilten temporären Moment das Moment subtrahirt, welches durch die gleiche Kraft in dem mit dem Lösungsmittel allein gefüllten Glasgefässe erregt wird, so erhielt man Werthe, welche dem Gewichte des in der Volumeneinheit der Lösung enthaltenen Salzes proportional sind.

2) Das magnetische Moment der in verschiedenen Lö-

sungsmitteln gelösten Salze für sich ist also der in der Volumeneinheit enthaltenen Gewichtsmenge derselben direct proportional und von dem Lösungsmittel unabhängig. Nur wenn durch die Verdünnung der Lösungen eine Dissociation des gelösten Salzes eintritt, wie z. B. bei einzelnen Eisenoxydsalzen, ändert sich dieses Verhältniss.

592 Wurde auf gleiche Weise das temporäre Moment des Glasgefässes bei seiner Füllung mit verschiedenen wässerigen Salzlösungen (schwefelsaurem Eisenoxydul, Eisenchlorür, Eisenchlorid, schwefelsaurem Nickeloxydul, salpetersaurem Kobaltoxydul, Ferridcyankalium) bei verschiedenen Temperaturen untersucht, und stets der Magnetismus des mit Wasser gefüllten Glasgefässes für die gleiche magnetisirende Kraft und gleiche Temperatur abgezogen, so ergab sich, dass

3) das temporäre magnetische Moment der Salze mit steigender Temperatur abnimmt, und zwar bei allen untersuchten Salzen in gleichem Verhältniss. Bezeichnet t die Temperatur in Centesimalgraden, m_0 das temporäre Moment bei 0^0 , m_t dasselbe bei t^0 , so ist sehr annähernd:

$$m_t = m_0 (1 - 0,00325 t).$$

Für die Theorie des Magnetismus dürfte es von Interesse sein, dass diese Abnahme des magnetischen Momentes, dessen Grösse der Intensität der die magnetischen Moleküle umfliessenden Ampère'schen Molekularströme entspricht, nicht sehr verschieden ist von der Abnahme der Leitungsfähigkeit der Metalle für den galvanischen Strom bei den gleichen Temperaturänderungen. —

593 Wurde das Glasgefäss mit Lösungen verschiedener Salze gefüllt, und, wie oben, das durch die magnetisirende Kraft Eins in den Salzen für sich erregte magnetische Moment bestimmt, sodann der erhaltene Werth durch das Gewicht des in der Volumeneinheit der Lösung enthaltenen Salzes dividirt, so erhielt man die in der folgenden Tabelle unter m verzeichneten Werthe:

	m	μ
aures Nickeloxydul	18,40	1426
aures Nickeloxydul	15,67	1433
orür	21,54	1400
aures Kobaltoxydul	41,52	3218
aures Kobaltoxydul	33,98	3109
orür	47,08	3058
aures Eisenoxydul I.	52,05	3956
aures Eisenoxydul II.	51,07	3882
aures Eisenoxydul III.	50,95	3873
aures Eisenoxydul I.	43,28	3895
aures Eisenoxydul II.	42,54	3828
rür	60,78	3858
aures Eisenoxydul-Ammoniak	19,35	3795
aures Manganoxxydul	62,18	4695
aures Manganoxxydul	52,46	4693
es Manganoxxydul	53,03	4586
lorür I.	75,34	4742
lorür II.	74,15	4669
aures Chromoxyd I.	19,65	3863
aures Chromoxyd II.	19,15	3761
aures Chromoxyd I.	15,34	3659
aures Chromoxyd II.	15,38	3716
aures Chromoxyd III.	15,68	3739
orid I.	25,27	4017
orid II.	25,04	3959
aures Eisenoxyd I.	46,63	9326
aures Eisenoxyd II.	46,34	9267
aures Eisenoxyd	38,89	9410
rid I.	59,57	9661
rid II.	58,95	9572
rid III.	59,51	9665
aures Didymoxyd	—	1044
aures Didymoxyd	—	1042
orid	—	1052
es Didymoxyd	—	1057
aures Ceroxydul	—	487
r	—	476
aures Kupferoxyd	—	495
aures Kupferoxyd	—	507
orid	—	489
mid	—	477
es Kupferoxyd	—	480

692 Magnetisches Verhalten chemischer Verbindungen.

Die Werthe m , die durch die magnetisirende Kraft Eins in Gewichtseinheit der Salze erregten temporären magnetischen Momenten wir mit dem Namen der specifischen Magnetismen der bezeichnen.

594 Die Werthe μ der vorstehenden Tabelle sind durch Multiplication der Werthe m mit dem Molekulargewicht des betreffenden Salzes erhalten.

4) Es ist also bei den analog zusammengesetzten Salzen desselben Metalles das Product des specifischen Magnetismus derselben mit ihrem Molekulargewicht constant, oder der Magnetismus je eines Moleküls dieser Verbindung gleich. Dabei zeigen die einander entsprechenden Sauerstoffhaloidsalze das gleiche Verhalten.

Die mittleren magnetischen Momente je eines Moleküls, die Molekularmagnetismen“ der Nickel-, Kobalt-, Eisen- und Manganoxysalze verhalten sich wie 142 : 313 : 387 : 468.

5) Es steht also der Magnetismus eines Moleküls der Nickel- und Kobaltsalze sehr nahe in der Mitte zwischen den Magnetismen der Moleküle der Nickel- und Manganoxysalze. $\frac{1}{2}(142 + 468) = 305$. Ebenso steht der Magnetismus des Moleküls der Eisenoxysalze in der Mitte zwischen den Magnetismen der Moleküle der Kobalt- und Manganoxysalze. $\frac{1}{2}(313 + 468) = 390,5$.

Die Moleküle der Salze der verschiedenen Oxydationsstufen des Metalles besitzen dagegen einen sehr verschiedenen Magnetismus, so die Moleküle der Eisenoxydul- und Eisenoxydsalze, deren Magnetismus gleichem Eisengehalt sich wie 1 : 1,24 verhalten. Einen sehr viel geringeren Magnetismus besitzt das durch Dialyse in löslicher Form gewonnene Eisenoxyd, so wie die basischen Verbindungen des Eisens mit Säuren, in welchen ein Theil desselben in dem gleichen Zustand befindet, wie jenes lösliche Eisenoxyd (s. w. u.).

595 Es wurde endlich eine Anzahl von Salzen in fester Form untersucht. Die Molekularmagnetismen derselben ergaben sich, wie folgt

	μ
ures Eisenoxydul (kryst.)	3663
ür (wasserfrei)	3660
ur. Eisenoxydul-Ammoniak (kryst.)	4078
ures Manganoxydul (kryst.)	4600
ures Kobaltoxydul (kryst.)	2950
ures Kobaltoxydul I. (wasserfrei).	2954
ures Kobaltoxydul II. wasserfrei)	3088
id (wasserfrei)	9000
tes schwefelsaures Didymoxyd.	1072
tes schwefelsaures Kupferoxyd	496

Es ist also meist der Magnetismus der trocknen nahezu derselbe, wie der Magnetismus derselben in gelösten Zustände; namentlich wenn sie noch mit Wasser verbunden sind.

Das gleiche Verhalten zeigen nach einigen fernerer Versuche auch die frisch aus ihren Lösungen gefällten ungelösten Salze (phosphorsaures und kohlen-saures Kobaltoxydul, phosphorsaures Manganoxydul), so dass also auch bei diesen Salzen der Magnetismus aus ihrem specifischen Magnetismus mit dem Molekulargewicht denselben Werth behält, wie bei den ungelösten Salzen.

Wenn die unlöslichen Salze, wie z. B. das kohlen-saure Mangan- oder Kupferoxydul durch Auswaschen mit heissem Wasser ihre Zusammensetzung basisch werden, wird, analog wie bei den gelösten basischen Salzen, der Magnetismus ihres Moleküls kleiner. —

Wenn die festen Salze wasserfrei dargestellt, so ist oft ihr Molekularmagnetismus etwas kleiner, wie sich auch oben beim schwefelsauren Kobaltoxydul und Eisenoxydul und beim Eisenchlorür ergab.

Der Molekularmagnetismus von wasserfreiem schwefelsaurem Ceroxydul 44,9

Statt werden diese Verringerungen des Molekularmagnetismus bei den wasserfreien Kupfersalzen, auch wenn sie mit Ammoniak verbunden sind. So ist derselbe für

Wasserfreies schwefelsaures Kupferoxyd	42,2
2 Cu SO ₄ + 5 NH ₃	43,5
2 Cu SO ₄ + NH ₃	45,1
2 Cu SO ₄ + 2 NH ₃ + aq	42,1
2 Cu SO ₄ + NH ₃	44,6
Kupferchlorid (wasserfrei)	40,0
Kupferchlorid, mit Ammoniak gesättigt	37,1
Kupferchlorid, in Wasser gelöst	47,2
Kupferbromid (wasserfrei)	24,0
Kupferbromid, mit Ammoniak gesättigt	41,1
Kupferbromid, in Wasser gelöst	48,0

Ein ähnliches Verhältniss zeigen die festen Nickelsalze. Während der Molekularmagnetismus der gelösten Salze im Mittel 142 ist, ist er für

Krystallisirtes schwefelsaures Nickeloxydul	139,2
Wasserfreies schwefelsaures Nickeloxydul	131,0
Schwefelsaures Nickelammon	135,6

Dagegen zeigen die festen wasserfreien Chloride des Nickels und Kobalts einen zu hohen Molekularmagnetismus (resp. 156 und 378 bis 395).

Diese Unterschiede sind jedenfalls durch die verschiedenen Dichtigkeitszustände bedingt und treten auch namentlich bei den sehr dichten Salzen, z. B. Kupferbromid (specif. Gew. = 4,38) hervor. Wird der Zusammenhang der Salztheilchen durch Zwischentreten von Wasser, wie in den Hydraten, oder von Ammoniak, wie in den ammoniakalischen Kupfersalzen, vermindert, so vermehrt sich sogleich der Molekularmagnetismus und noch mehr beim Auflösen der Salze.

597 8. Ganz besonders bemerkenswerth ist der Magnetismus der Kupfersalze und namentlich des Kupferbromids, eines Salzes, dessen beide Bestandtheile, Kupfer und Brom, schwach, aber entschieden diamagnetisch sind, wie directe Bestimmungen zeigen. Zwei diamagnetische Elemente können also bei ihrer Vereinigung mit einander eine magnetische Verbindung geben.

Dass dieser Magnetismus der Kupfersalze dem Kupfer selbst zuzuschreiben ist, beweist seine Constanz in den verschiedenen Salzen, auch wenn sich, wie in den Doppelcyanüren, der Magnetismus des mit ihm verbundenen einfachen oder zusammengesetzten Radicals ändert (& w. u. l.

598 9. Bei ferneren Untersuchungen wurden zwei Lösungen von bekanntem Magnetismus, welche ihre Bestandtheile durch doppelte Wahlverwandtschaft mit einander austauschten, in einem Glase gemischt und die Mischung auf ihren Magnetismus M_m untersucht. Bezeichnen M_1 und M_2

den Magnetismus der in dem Glase befindlichen Antheile der beiden Lösungen, vor ihrer Mischung, so ergab sich

	$M_1 + M_2$	M_m
Eisenchlorid und Kaliumeisencyanür	20,4	21,1
Schwefelsaures Eisenoxydul und Kaliumeisencyanür	41,2	40,3
Schwefelsaures Kupferoxyd und Kaliumeisencyanür	0,7	0,8
Schwefelsaures Nickeloxydul und Kaliumeisencyanid	20,3	22,5
Schwefelsaures Nickeloxydul und Kaliumeisencyanür	15,8	15,3
Salpetersaures Kobaltoxydul und Kaliumeisencyanid	29,2	29,2
Salpetersaures Kobaltoxydul und Kaliumeisencyanür	36,3	35,9
Salpetersaures Kobaltoxydul und Kaliummangancyanid	40,5	41,0
Eisenchlorid und Schwefelcyankalium	15,1	14,6
Schwefelsaures Manganoxxydul und Kaliumeisencyanür	71,8	70,2

u. s. f.

Die feste Form, in der hier häufig das eine der bei der doppelten Zersetzung gebildeten Salze niederfällt, hat nur in wenigen Fällen einen störenden Einfluss.

Mischt man also zwei Substanzen, in denen die Salze ihre Bestandtheile durch doppelte Wahlverwandtschaft austauschen, so ist der Gesamtmagnetismus der Lösungen nach der doppelten Zersetzung derselbe, wie vorher.

Wir können hieraus mit grosser Wahrscheinlichkeit schliessen:

Dass der Magnetismus einer binären Verbindung sich aus den Magnetismen ihrer beiden Bestandtheile in ihrem jedesmaligen besonderen Zustande durch einfache Addition zusammensetzt, und dass diese Bestandtheile, wenn sie, ohne ihre Constitution oder Atomgruppierung zu ändern, in andere binäre Verbindungen eingehen, dabei ihren Magnetismus ungeändert beibehalten.

Wir werden hiernach berechtigt sein, aus der Gleichheit des Molekularmagnetismus verschiedener Verbindungen derselben Basis auf eine gleiche Constitution der letzteren zu schliessen und so auch zuweilen in zweifelhaften Fällen, dieselbe festzustellen.

5. Aus der Gleichheit des Molekularmagnetismus des festen oxalsauren Eisenoxxydul-Kalis mit dem Molekularmagnetismus der anderen Eisenoxxydulsalze, so wie des oxalsauren Eisenoxxydkalis und Kalieisenalauns in fester Form mit dem der übrigen Eisenoxxydsalze können wir, z. B. entgegen den davon abweichenden, auf die eigenthümliche Färbung der Salze begründeten Ansichten (vgl. Haidinger, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 246, welcher in den Oxydulsalzen in Folge einer eigenthümlichen Gruppierung eine Oxydverbindung und umgekehrt vermuthet) nachweisen, dass in jenen Salzen auch in fester Form das

Eisen in einer ganz ähnlichen Verbindungsart enthalten ist, wie in den übrigen Oxydul- und Oxydsalzen. Ebenso zeigt die Constanz des Molekularmagnetismus, dass in den verschiedenen gefärbten Chromoxydsalzen die magnetische Atomgruppe unverändert ihre Eigenschaften bewahrt. Ebenso bleibt dieselbe ungeändert, wenn sich die wasserfreien Kupfer- oder Nickelsalze mit Wasser oder Ammoniak verbinden, eine Erfahrung, welche mit der Ansicht von Graham über die Constitution der ammoniakalischen Kupfersalze nicht wohl übereinstimmt. — Dagegen sind Luteokobaltchlorid und Purpureokobaltchlorid diamagnetisch, so dass sie jedenfalls nicht, analog den Kupfersalzen, als einfache, mit Ammoniak verbundene Kobaltoxydsalze anzusehen sind; die ihren Magnetismus bestimmende, das Metall enthaltende Atomgruppe muss eine wesentlich andere sein, als in den einfachen Salzen.

600 6. Bezeichnet m_s den Molekularmagnetismus der gelösten Salze der magnetischen Metalle, so ist der Molekularmagnetismus m_h der frisch aus ihren Lösungen gefällten Hydrate der Oxyde jener Metalle folgender:

Nickeloxydulhydrat . . .	$m_h = 1,00 m_s$
Kobaltoxydulhydrat . . .	1,12
Eisenoxydulhydrat . . .	1,12
Manganoxydulhydrat . . .	0,85
Kupferoxyhydrat . . .	0,74
Chromoxyhydrat . . .	0,95
Eisenoxyhydrat . . .	0,69 bis 1,18

Der Molekularmagnetismus der Oxydhydrate der magnetischen Metalle ist also theils nahezu der gleiche, theils etwas kleiner oder etwas grösser, als der der entsprechenden Salze, so dass man mit Rücksicht auf die Einflüsse der Dichtigkeit wohl annehmen kann, dass in ihnen die den Magnetismus bestimmende Atomgruppe die gleiche Constitution besitzt, wie in den entsprechenden Salzen.

Das colloïd gelöste Eisenoxyd hat einen Molekularmagnetismus der etwa nur 0,22 von dem der Eisenoxydsalze ist. Ebenso zeigt der geringe Molekularmagnetismus des essigsauren, weinsauren und citronensauren Eisenoxyds, dass auch hier ein grosser Theil des Eisenoxyds colloïd gelöst ist. Jedenfalls ist in diesem colloïden Eisenoxyd die magnetische Atomgruppe eine andere, wie in dem gefällten Eisenoxydhydrat und den Oxydsalzen. —

601 7. Bei der Fällung des Eisenoxydhydrats aus seinen Salzen steigt der Atommagnetismus des gefällten Oxydes schnell von 0,69 bis 1,12 m_s ; dies rührt wahrscheinlich daher, dass das Eisenoxydhydrat in den ersten Momenten zum Theil noch in colloïdem Zustande gelöst ist.

Dieser Unterschied zeigt sich nicht bei dem in Kalilauge ge-

sten Chromoxyd, wo sowohl vor, als nach der Coagulation das Brom denselben Atommagnetismus besitzt, wie in den Salzen. Ebenso: der Molekularmagnetismus des in Ammoniak gelösten Nickeloxyduls derselbe, wie der des Nickeloxydulhydrats.

8. Der Magnetismus der Oxyde der magnetischen Metalle **602**: viel kleiner, als der der Salze; indess ist er je nach der Art der Darstellung und Dichtigkeit derselben verschieden. Der Molekularmagnetismus ergab sich für:

schwach geglühtes	Nickeloxydul	66,4
"	" Didymoxyd	55,0
"	" Kupferoxyd	10,5
"	" Manganoxydul	144
"	" Chromoxyd	66
"	" Chromoxyd (zugleich mit Thonerde gefällt)	107
"	" Eisenoxyd	59
"	" Eisenoxyd (zugleich mit Thonerde gefällt)	256

lässt sich noch nicht bestimmen, ob der im Verhältniss zum Magnetismus der Oxyhydrate kleine Werth des Magnetismus der Oxyde nur auf einer Aenderung der Dichtigkeit der ganzen Masse oder auf einer Aenderung der magnetischen Atomgruppen selbst beruht.

9. Die den untersuchten Salzen der magnetischen Metalle entsprechenden Schwefelverbindungen sind, mit Ausnahme des Schwefelarsens, äusserst schwach magnetisch.

10. Cyannickel und Cyankobalt haben einen Molekularmagnetismus **603**, der nur etwa 0,4 bis 0,6 von dem Magnetismus der übrigen Salze des Nickels und Kobalts ist. Werden die Cyanmetalle in Cyankaliumlösung aufgelöst, so verschwindet ihr Magnetismus fast vollständig. Dies kann nicht von der Bildung eines einfachen Doppelsalzes herühren, da in den Doppelsalzen die magnetischen Bestandtheile ihre Molekularmagnetismen ungeändert bewahren; vielmehr muss sich die magnetische Atomgruppe selbst geändert haben. Die gebildeten Salze sind wahrscheinlich entsprechend ihrem elektrolytischen Verhalten nach der Formel $K + (Cy + Co Cy)$ und $K + (Cy + Ni Cy)$ zusammengesetzt. Hierfür spricht auch das analoge magnetische Verhalten des Kaliumeisensulfats und Kaliumeisencyanids. In diesen beiden Salzen kann das Kalium durch den Versuchen über die Zersetzung der magnetischen Salze durch doppelte Wahlverwandschaft durch die magnetischen Metalle ersetzt werden, welche dabei ihren Atommagnetismus unverändert behalten, wie den gewöhnlichen Sauerstoff- und Haloïdsalzen. Nach der Analogie

mit letzteren würden sie also ebenfalls anzusehen sein als bestehend aus einem Aequivalent Kalium, verbunden im Kaliumeisencyanür mit einer diamagnetischen Atomgruppe ($Cy + \frac{1}{2} Fe Cy$), durch welche das Salz selbst diamagnetisch ist, und im Kaliumeisencyanid mit einer magnetischen Atomgruppe ($Cy + Fe \frac{2}{3} Cy$), durch deren Hinzutreten das Salz magnetisch ist.

604 11. Der Molekularmagnetismus der drei dem Kaliumeisencyanid entsprechenden Salze des Mangans, Eisens und Kobalts ist, sowohl wenn die Salze im festen, wie wenn sie in gelöstem Zustande untersucht werden, bei einem Gehalt von einem Aequivalent des magnetischen Metalls (z. B. $Fe = 28$, u. s. f.):

Kaliummangancyanid . . .	145,4
Kaliumeisencyanid . . .	73,9
Kaliumkobalicyanid . . .	3,5

Wie bei den Sauerstoff- und Haloidsalzen der drei Metalle ist also auch hier der Molekularmagnetismus des Kaliumeisencyanids der mittlere von dem des Kaliummangancyanids und Kaliumkobalicyanids, und die drei Molekularmagnetismen dieser Salze sind um nahe gleich viel gegen die Magnetismen der Oxydsalze derselben Metalle vermindert, wie wenn in denselben zu den magnetischen Metallen eine stark diamagnetische Atomgruppe hinzugetreten wäre. — In den Schwefelcyanmetallen hat das Metall dieselben magnetischen Eigenschaften, wie in den einfachen Salzen desselben Metalls.

605 Wollten wir auf diese Erscheinungen die Theorie der drehbaren Molekularmagnete anwenden, so hätten wir sowohl die Grösse des eigenen Magnetismus der einzelnen Moleküle, welche im unmagnetischen Zustande mit ihren Axen nach allen Richtungen gelagert sind, als auch die Grösse der Cohäsionskräfte zu berücksichtigen, welche sich ihrer Drehung um den Schwerpunkt durch die äusseren magnetisirenden Kräfte entgegenstellen.

Ist m das magnetische Moment jedes Molekularmagnetes, n die Zahl der Molekularmagnete in der dem Molekulargewicht entsprechenden Menge eines magnetischen Körpers, X die äussere magnetisirende Kraft, D das rücktreibende Drehungsmoment, durch welches die durch die Kraft X abgelenkten Molekularmagnete zu ihren unmagnetischen Gleichgewichtslagen hingezogen werden, so ist das dem Molekül des Körpers ertheilte magnetische Moment

$$M = \frac{2}{3} m n \frac{X}{D}, \text{ wenn } X < D$$

$$M = mn \left(1 - \frac{1}{3} \frac{D^2}{X^2} \right), \text{ wenn } X > D.$$

nach der zweiten Formel würde sich das magnetische Moment der mit wachsendem X einem Maximum nähern, nach der ersteren es dem X proportional sein, wie wir dies bei den Salzen beobachtet. Bei diesen ist also der Werth der Cohäsionskräfte D gegen die endeten magnetisirenden Kräfte X bedeutend. Bestimmen wir das magnetische Moment gleicher Moleküle der verschiedenen bei gleichen magnetisirenden Kräften, z. B. bei der Kraft $X = 1$, so erhalten wir stets nur das Verhältniss $\frac{mn}{D}$; die beiden Werthe, der dem eigenthümliche Magnetismus mn sämmtlicher in demselben enthaltenen Molekularmagnete zusammen und die von der Cohäsion abhängende Constante D lassen sich aber nicht gesondert beobachten; über die Grösse derselben in jedem einzelnen Falle können wir nur nach Wahrscheinlichkeitsgründen entscheiden.

Wollte nun der Magnetismus der Salze ihrer ganzen Masse als angehören, so müssten wir, um die Gleichheit des magnetischen Momentes des Moleküls der festen und der in verschiedenen Lösungsmitteln enthaltenen Salze als Ganzes zu erklären, die Annahme machen, dass ihre Moleküle, welche in beiden Fällen ein gleiches eigenthümliches Moment mn enthalten, auch in beiden Fällen gleichen Kräften D ausgesetzt wären. Um dies zu begründen, dass die festen wasserfreien, sowie wasserhaltigen Salze einander entsprechenden Sauerstoff- und Haloidsalze u. s. f. desselben Elements gleiche temporäre Magnetisirbarkeit besitzen, müssten wir ihnen ein gleiches eigenthümliches Gesamtmoment mn , wie auch gleiche Cohäsionskräfte D zuschreiben, welche sich ihren Drehungen widersetzen, oder Grössen mn und D müssten sich bei allen diesen Salzen einander proportional ändern. Diese Annahmen erscheinen indess bei den sehr verschiedenen Cohäsionsverhältnissen in den angeführten Fällen nicht als sehr wahrscheinlich, so dass wir darauf geführt werden, in Metallradical den Sitz des Magnetismus der Salze zu suchen. Dem Metallatom müssten wir dann in allen jenen Salzen ein gleiches Gesamtmoment mn beilegen und zugleich annehmen, dass in allen Verbindungen, in denen es eine gleiche Lagerung in der Kette der mit einander verbundenen Atome einnimmt, eine gleiche Cohäsionskraft D seiner Drehung entgegenstände.

In den krystallisirten Salzen sind nun jedenfalls die einzelnen Salz- 606
moleküle in bestimmten Lagen geordnet. Würde sich diese Anordnung bis zu den einzelnen Atomgruppen der zu einem Salzatom verbundenen einfachen Elemente erstrecken, und würden in ihnen die Atome eine gleiche Lage besitzen, so wäre nach der Theorie der

drehbaren Molekularmagnete von vornherein nicht abzusehen, wie das Salz im natürlichen Zustande unmagnetisch sein könnte, da dieses Verhalten nach jener Theorie verlangt, dass die magnetischen Axen der Molekularmagnete nach allen möglichen Richtungen geordnet sein müssen. Es bliebe dann die Wahl zwischen den Annahmen, dass jedes Salzmolekül aus einer grossen Anzahl, in verschiedenen Lagen geordneter Salzmoleküle bestände, mit denen also auch die Metallatome in ihnen verschieden gerichtet wären, oder, dass das Metallatom in den gleich gelagerten Salzmolekülen mit seiner magnetischen Axe verschieden gerichtet sein könnte, oder endlich einfacher, dass das Metallatom selbst aus einer grossen Anzahl verschieden gerichteter Molekularmagnete bestände. Durch letztere Hypothese würde die, allen analogen Verbindungen desselben Metalles gleiche Cohäsionskraft D auf das in denselben unverändert bleibende Metallatom selbst beschränkt.

In den verschiedenen, einander nicht entsprechenden Verbindungen desselben Metalles (Eisenoxyd, Eisenoxyd- und Eisenoxydulsalze) könnten wir vielleicht annehmen, dass das Metall mit einem ungleichen eigenthümlichen Moment mn in die Verbindungen einginge, und auch durch ungleiche Kräfte D an seiner magnetischen Drehung behindert würde. Auch geben wir ja z. B. bei Betrachtung der elektrolytischen Vorgänge dem Eisen in den Oxydsalzen ein Atomgewicht, welches nur zwei Drittel von dem des Eisens in den Oxydulsalzen ist.

Um das verschiedene Moment der ähnlich constituirten Salze verschiedener Metalle, z. B. der Manganoxydul-, Eisenoxydul-, Nickel- und Kobaltoxydulsalze zu erklären, müssten wir wieder den Werthen mn und D solche Werthe beilegen, dass die Quotienten $\frac{mn}{D}$ den Zahlenwerthen μ gleich werden, welche wir oben aufgezählt haben. Ob nun hierbei mn und D gleichzeitig, oder nur der eine der beiden Werthe von Metall zu Metall sich ändert, lässt sich bis jetzt noch nicht entscheiden. Bei der geringen Abweichung der Atomgewichte jener Metalle unter einander, bei den geringen Unterschieden zwischen den Krystallformen ihrer Salze und den Kräften, mit denen sie das Krystallwasser festhalten u. s. w. dürfte es nicht ganz unwahrscheinlich sein, dass die Cohäsionskräfte in ihnen nahezu einander gleich sind, und so die Werthe μ den eigenthümlichen Momenten mn der verschiedenen Metallatome in ihren Verbindungen entsprächen.

Wenn in den einander entsprechenden Verbindungen das Mangan viel stärker magnetisch ist, als das Eisen, bei den beiden Metallen im metallischen Zustande dagegen das umgekehrte Verhältniss stattfindet, so werden wir genöthigt sein, diesen Unterschied auf die verschiedenen Cohäsionskräfte der Salze und der reinen Metalle zu schieben.

607 Der Einfluss der Dichtigkeit der Verbindungen auf ihr magnetisches Moment könnte vielleicht aus der Betrachtung abgeleitet werden, dass

die Wirkung einer dichteren Aneinanderlagerung der einzelnen Moleküle eines Körpers in doppelter Weise hervortreten könnte: einmal, indem die Moleküle weniger beweglich werden und so bei Einwirkung einer äusseren magnetisirenden Kraft weniger dem Zuge derselben folgen, also der temporäre Magnetismus des Körpers kleiner wird; sodann, indem die Moleküle bei der Einstellung, ähnlich wie die Moleküle von metallischem Eisen aus grösserer Nähe auch eine stärkere magnetisirende Wechselwirkung auf einander ausüben, und dadurch der Magnetismus des Körpers verstärkt wird. Wir könnten auch annehmen, dass in jedem Molekül eine Anzahl magnetischer Atome zu einer Gruppe vereint wäre und bei Einwirkung der magnetisirenden Kraft einerseits die Atome gerichtet und dadurch der aus ihnen zusammengesetzte Körper magnetisch würde; andererseits aber auch, nach der Hypothese von W. Weber über den Diamagnetismus, in der Masse der ganzen Gruppe ein dauernder Kreisstrom inducirt würde, der dem magnetisirenden Strom entgegengesetzt wäre und so der Atomgruppe einen bestimmten Diamagnetismus ertheilte, der sich von dem gesammten Magnetismus der einzelnen Atome subtrahirte. Je nach der Dichtigkeit der Verbindungen könnte neben einer verschiedenen Beweglichkeit der Atome auch die Intensität des letzteren Stromes sich ändern und so die Veränderungen des Magnetismus des Körpers bedingen. Sind die Körper krystallinisch, so könnten sich in der Lösung ihre einzelnen Theilchen auch leicht mit den Axen ihrer grössten Inductionsfähigkeit in der Richtung der magnetisirenden Kraft einstellen und so einen grösseren Magnetismus zeigen, als im festen Zustand, wo sie mit jenen Axen nach allen Richtungen durch einander lägen.

Der Magnetismus der Verbindung zweier diamagnetischer Elemente, z. B. Brom und Kupfer, liesse sich vielleicht auf ähnliche Weise ableiten. Die Vermuthung, welche vielleicht von einigen Chemikern, die die Salzbildner als Superoxyde, die Haloidsalze als Sauerstoffsalze ansehen wollen, aufgestellt werden könnte, dass der Magnetismus des Brom- und Chlorkupfers u. s. f. seinem Gehalt an dem magnetischen Sauerstoff zuzuschreiben wäre, wird dadurch widerlegt, dass das Kupfer in ganz sauerstofffreien Verbindungen, wie z. B. Kupfereisencyanür und Kupfereisencyanid, nahezu denselben Atommagnetismus besitzt, wie in jenen Haloidsalzen. Es muss also der Magnetismus der Verbindungen wesentlich auf einer Aenderung der Eigenschaften der Moleküle des Kupfers selbst beruhen. Wir würden etwa wiederum annehmen können, dass die Atome des Kupfers magnetisch wären, aber vielleicht in dem metallischen Kupfer nur schwer durch die äusseren magnetisirenden Kräfte gerichtet werden könnten; dass zugleich in den gutleitenden Atomgruppen desselben die durch jene Kräfte inducirten, das diamagnetische Verhalten bedingenden dauernden Kreisströme sehr intensiv wären, und so der Diamagnetismus die magnetische Wirkung der Einstellung der Atome überwöge; während umgekehrt in den Verbindungen die einzelnen Atomgruppen des Kupfers mehr von einander getrennt, also weniger dicht würden. Hierdurch

würde die magnetische Einstellung der Moleküle erleichtert, die Intensität der inducirten diamagnetischen Kreisströme aber geschwächt, und so überwäge die erste Wirkung die letztere. — Indess möchte ich diesen, in unseren jetzigen Anschauungen über das Wesen des Magnetismus und Diamagnetismus begründeten, complicirten Hypothesen, die eben nur ein Bild von jenen Vorgängen geben, noch keinen zu hohen Werth beilegen.

Wollten wir uns endlich bei Betrachtung des Einflusses der Temperaturerhöhung der Hypothese Ampère's zuwenden, nach welcher der Magnetismus der Molekularmagnete auf Molekularströmen beruht, welche sie in gewissen festen Bahnen umfliessen und mit ihnen durch die äusseren magnetisirenden Kräfte gerichtet werden, so würde die Abnahme des magnetischen Momentes mn der Molekularmagnete mit steigender Temperatur auf eine gleiche Abnahme der Intensität der Molekularströme zurückgeführt werden können. Da nun nach den früheren Betrachtungen der Magnetismus der Salze fast ausschliesslich in den Metallatomen derselben zu suchen ist, so müsste, mit Berücksichtigung der Veränderung der Cohäsion, die Intensität der die Metallatome umfliessenden Molekularströme bei einer Temperaturerhöhung von 0 bis 100° um etwas mehr als 0,325 abnehmen. Wir haben schon §. 592 erwähnt, dass in einem, nicht sehr weit davon abweichendem Verhältniss (0,35 bis 0,38) auch die Leitungsfähigkeit der Metalle selbst für den galvanischen Strom bei einer gleichen Temperaturänderung sich vermindert. Indess möchte es noch verfrüht erscheinen, schon jetzt aus dieser Beziehung sichere Schlüsse ableiten zu wollen.

Die quantitativen Beziehungen des Magnetismus der Gase sind von Plücker¹⁾ in gleicher Weise untersucht worden, wie der Magnetismus der festen und flüssigen Körper. — Die Gase wurden in kleine, durch einen Hahn verschliessbare Glaskugeln von etwa 45^{mm} Durchmesser gefüllt, diese Kugeln auf die beiden, auf 5,5^{mm} einander genäherten Halbkanten des Magnetes gesetzt und das zum Abreissen der Kugeln erforderliche Gewicht bestimmt. Zuerst wurde der Versuch stets mit der luftleer gepumpten Kugel angestellt und das hierbei gefundene Gewicht von den Gewichten subtrahirt, welche bei den Versuchen mit der mit Gas gefüllten Kugel beobachtet wurden.

Es ergab sich zuerst, dass die mit Sauerstoff gefüllte Kugel von den Magnetpolen stärker angezogen wurde, als die luftleere. Es ist also der Sauerstoff nicht nur, wie die im §. 554 beschriebenen Versuche ergaben, weniger diamagnetisch als die umgebende Luft, sondern in der That für sich magnetisch.

Bei Füllung der Kugel mit verschieden stark comprimirtem Sauerstoff erwies sich die magnetische Anziehung des Sauerstoffs bis zum Druck von zwei Atmosphären seiner Dichtigkeit proportional. — Die Kugel

¹⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 87. 108*; Bd. LXXXIV, S. 161. 1851*.

de ferner mit Lösung von Eisenchlorid gefüllt, deren Magnetismus dem des aus Wasserstoff reducirten Eisens verglichen war. — Durch Gleichung der Resultate ergab sich das für gleiche Gewichte der Substanzen berechnete Verhältniss des Magnetismus

$$\begin{aligned} \text{des Sauerstoffs zu dem der Lösung} &= 8,068 : 1, \\ \text{der Lösung zu dem des Eisens} &= 1 : 2305. \end{aligned}$$

Setzt man demnach den Magnetismus des durch Wasserstoff aus oxxyd reducirten Eisens gleich 100000, so ist der eines gleichen Gewichtes Sauerstoff gleich 3500. Der Magnetismus eines Atomes Sauerstoff berechnet sich hiernach 81,8 mal kleiner als der eines Atomes oxxyd.

Stickstoff, Stickoxydul, Wasserstoff, Aetherdampf, Kohlenoxyd und oxxyd werden zu schwach vom Magnete beeinflusst, als dass man bei der letzteren Methode eine deutliche Wirkung wahrnehmen konnte. Wasserstoff erweist sich zwar als diamagnetisch, indess ist sein Diamagnetismus höchstens $\frac{1}{200}$ von dem Magnetismus des Sauerstoffes.

Vernachlässigt man diese geringe Wirkung, so kann man den Magnetismus eines Gemenges der genannten Gase mit Sauerstoff dem Sauerstoffgehalt derselben proportional setzen. Dies Gesetz gilt sowohl für die atmosphärische Luft, bei der die Anziehung durch den Magnet ihrer Dichtigkeit proportional zunimmt, als auch bei einem Gemenge von Sauerstoff, Wasserstoff, Kohlenoxyd oder Chlor. Dichtere Luft in verdünnter, wärmerer Luft in wärmerer wird also vom Magnet angezogen.

Stickoxydgas ist magnetisch; bei gleichem Druck und gleichem Gewicht etwa 0,476mal, bei gleichem Volumen 0,456mal so stark als Sauerstoffgas.

Untersalpetersäure ist unmerklich magnetisch.

Salpetriche Säure verhält sich wie ein Gemenge von Stickoxyd und Untersalpetersäure. Ihr Magnetismus ist bei gleichem Volumen und Druck 1/42, bei gleichem Gewicht 0,226 vom Magnetismus des Sauerstoffes. Die durch Mischung von Stickoxyd und Sauerstoff erhaltene grüne und flüssige Flüssigkeit ist diamagnetisch, sie ist also wahrscheinlich nicht reine salpetriche Säure.)

Bei diesen Versuchen hat Plücker¹⁾ noch ein eigenthümliches Verhalten beobachtet. Aequilibrirt man die an die Wage gehängte, mit Wasserstoff, Stickoxyd oder salpetriche Säure gefüllte Kugel über dem Magnetpol so, dass sie nur schwach angezogen wird, und kehrt den magnetisirenden Strom plötzlich um, so bemerkt man eine momentane Abweisung der Kugel und dann erst wieder eine Anziehung. Auch bei den Versuchen des Sauerstoffes mit diamagnetischen Gasen, z. B. bei Luft, zeigt sich dasselbe Verhalten.

¹⁾ Plücker, Fogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 299. 1851*.

Plücker schliesst hieraus, dass die genannten Gase die magnetische Polarität, welche sie unter dem Einfluss des Magnetes annehmen, eine Zeit bewahren, also eine gewisse Coercitivkraft besitzen. Jedoch sind über diesen schwierigen Punkt wohl noch weitere Versuche anzustellen, bei denen auch die beim Umlegen des Magnetes stattfindenden Inductionsströme, welche in der, wenn auch sehr schlecht leitenden, Glaskugel immerhin noch eintreten könnten, besonders zu berücksichtigen wären.

610 E. Becquerel¹⁾ hat den Diamagnetismus und Magnetismus der Gase untersucht, indem er mittelst des §. 557 beschriebenen Apparates die Abstossung eines aus gestossenem Glase und Wachs zusammengesetzten kleinen Cylinders oder einer beiderseits zugeblasenen Glasröhre bestimmte, welche von den verschiedenen Gasen umgeben war oder im luftleeren Raume hing. Zu diesem Zwecke war zwischen die Magnetpole ein verticaler, unten zugeblasener Glaszylinder von 4^{cm} Durchmesser und 40^{cm} Höhe aufgestellt, und auf diesen der Kopf einer Torsionswaage aufgesetzt, an welchen mittelst eines Silberfadens oder einiger Haare der Wachsstab angehängt war. Der Glaszylinder wurde evacuirt oder mit den Gasen gefüllt; der Magnet wurde mittelst 30 bis 40 Bunsen'schen Elementen erregt und die Intensität J des Stromes durch eine Sinusbussole gemessen. Die durch das Verhältniss der durch J^2 dividirten Torsionswinkel T gemessenen Abstossungen A und A_1 des Wachsstabes und Glasrohres ergaben sich u. A.:

	Wachsstab A	Glasrohr A_1
im luftleeren Raum	— 0,1145	+ 0,8535
im Sauerstoff von 76 ^{cm} Druck und 12° C.	— 0,2675	+ 0,3795
in Luft	— 0,1453	+ 0,7661
in Wasser	+ 0,7033	+ 3,502

Bezeichnet man also den Diamagnetismus des Wassers im luftleeren Raume mit -10 , so ist nach beiden Versuchsreihen der Magnetismus von:

	bei gleichem Volumen		bei gleichem Gewicht
Sauerstoff	+ 1,871	+ 1,79	+ 1257
Luft	+ 0,377	+ 0,33	+ 293
Wasser	— 10	— 10	— 10

Da sich nun ergeben hatte, dass die Magnetismen gleicher Gewichte von in Wachs vertheiltem Eisen und Wasser sich wie 1 000 000 : -10 verhalten, so ist bei gleichem Gewicht der Magnetismus von:

¹⁾ E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXVIII, p. 321. 1850.

Eisen . . .	+	1000 000
Sauerstoff . .	+	377
Luft	+	88

nimmt man den Magnetismus des Stickstoffs in der Luft als ver-
dend an, so berechnet sich aus der letzteren Zahl der Magnetismus
uerstoffs zu $88 \cdot \frac{100}{21} = 421$.

anderer Weise hat E. Becquerel (l. c.) den Magnetismus der
achgewiesen, indem er ein Stäbchen von frisch ausgeglühter Kohle
luftleeren Raum, dann in verschiedenen Gasen zwischen die Mag-
hängte und nach der §. 557 beschriebenen Methode ihre Abstossung
er Anziehung (+) bestimmte. Es ergab sich dieselbe:

Kohle im luftleeren Raum . .	-	1,00
„ in Sauerstoff	+	6,1
„ in Luft	+	1,37

adurch also, dass die Kohle Sauerstoff oder Luft absorbirt hat, ist
gnetisch geworden.
ie genaueren quantitativen Werthe der Anziehung oder Abstossung
mit den Gasen erfüllten Kohle ergaben sich wie folgt¹⁾:

	A	Wirkung des Gases in der Kohle
le im Vacuum	- 0,7	-
in Kohlensäure	- 2,5	- 1,8
in Luft	+ 2,5	+ 3,2
in ölbildendem Gase	- 3,5	- 2,8
le im Vacuum	- 1,7	-
in Cyangas	- 5,0	- 3,3

ähme man an, dass die Gase nach den von Saussure angegebenen
nissen in der Kohle condensirt sind, eine ziemlich willkürliche
me, da die Natur der Kohle nicht dieselbe zu sein braucht, wie
n Versuchen von Saussure, so erhielt man hiernach:

	Wirkung auf das Gas in der Kohle	Volumina, die von der Kohle condensirt sind	Wirkung auf gleiche Volumina
toff . . .	+100	9,25	+ 100
xydul . .	- 4,9	40	- 1
isäure . .	- 11,8	35	- 2,8
lendes Gas	- 18,4	35	- 4,5
.	- 21,6	-	-

E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXII, p. 92. 1851*.
demann, Galvanismus. II.

Wird die Kohle in Sauerstoff von verschiedener Dichtigkeit bracht, so nimmt der Magnetismus zu, indess nicht proportion Dichtigkeit des Gases; wohl weil die Condensation in der Kohle n diesem Verhältniss zunimmt.

Endlich hat E. Becquerel¹⁾ auch noch nach der Art der V von Plücker an einer empfindlichen Wage eine Glaskugel zwisch halbkugelförmig ausgehöhlten Halbankern eines Elektromagnetes hängt, die Stärke der Magnetisirung des letzteren durch die Schw Zahl eines ihm gegenüber aufgehängten Magnetstabes gemessen t Gewichte bestimmt, welche erforderlich waren, um die evacuirte o verschiedenen Gasen gefüllte Kugel in einer Entfernung von 5 bi von den Polen zu erhalten. Auf diese Weise ergab sich bei Vergle des Diamagnetismus der Gase mit dem des Wassers für gleiche Vo

Wasser	— 10
Sauerstoff	+ 1,823
Stickstoff	+ 0,498
Luft	+ 0,383,

welche Zahlen mit den oben angeführten gut übereinstimmen.

Es ist also der Magnetismus der Luft $\frac{383}{1823} = \frac{2101}{10000}$ von d Sauerstoffes; eine Zahl, die nahezu dem Gehalt der Luft an letzterer spricht. — Das in demselben Verhältniss, wie die Luft, zusammenge Stickoxyd ist magnetischer als diese; Stickoxydul ist dagegen di netisch (vgl. §. 608).

- 611 Die concentrirten Lösungen von diamagnetischen G in Wasser sind sehr wenig stärker diamagnetisch als dieses. So i Diamagnetismus von

Wasser	— 10	Chlorwasser	—
Ammoniaklösung	— 10.14	Lösung von schwefliger Säure	—

Nimmt man an, dass sich der Diamagnetismus der Lösungen e aus dem des Wassers und des gelösten Gases zusammensetzt, so derselbe für

Wasser	— 10	Chlor	—
Ammoniak	— 0,02	Schwefliche Säure	—

- 612 Auch Faraday²⁾ hat eine Reihe von Bestimmungen vorgenom indem er auf die Pole eines Logeman'schen Magnetes zwei Halle legte, die an dem Arm des Hebels einer Drehwage befestigten K in den durch letztere gebildeten Winkel brachte (Fig. 248) und die

¹⁾ E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XLIV, p. 209. 1855
²⁾ Faraday, Exp. Res. Vol. III, p. 497. Proceed. Roy. Inst. 21. Jan. 1863'

sion bestimmte, welche erforderlich war, um sie in einer festen Lage zu erhalten.

Fig. 248.



Zur Vergleichung des Diamagnetismus der Flüssigkeiten wurde derselbe Glaszylinder in Luft und in den Flüssigkeiten untersucht; zur Vergleichung der Gase wurde eine Glaskugel luftleer und mit den Gasen gefüllt untersucht. — Der Diamagnetismus des in Luft befindlichen Wassers

wurde gleich 100 gesetzt; dann sind die Magnetismen (+) und Diamagnetismen (—) gleicher Volumina im Vacuum:

Lösung von Kupferoxydul- Ammoniak	+ 134,23	Citronenöl	80
Lösung von Kupferoxyd- Ammoniak	119,83	Kampher	82,59
Sauerstoff	17,5	Camphin	82,96
Luft	3,4	Leinsamenöl	85,56
Öelbildendes Gas	0,6	Olivenöl	85,6
Stickstoff	0,3	Wachs	86,73
Vacuum	0,0	Salpetersäure	87,96
Kohlensäure	0,0	Wasser	96,6
Wasserstoff	— 0,1	Ammoniaklösung	98,5
Ammoniakgas	0,5	Schwefelkohlenstoff	99,64
Cyan	0,9	Concentrirte Salpeterlösung	100,08
Reines Zink	74,6	Schwefelsäure	104,47
Aether	75,3	Schwefel	118
Absoluter Alkohol	78,7	Arsenchlorür	121,73
		Borsaures Bleioxyd	136,6
		Wismuth	1967,6

Die Kupferoxyd-Ammoniaklösung war erhalten, indem die Oxydulösung mit Luft geschüttelt wurde; sie enthielt also Nitrit.

Aus diesen Zahlen würde das Verhältniss der Magnetismen gleicher Volumina Wasser, Luft und Sauerstoff sich wie — 10 : 0,352 : 1,8 ergeben, also ganz ähnlich, wie dies Verhältniss von Becquerel gefunden ist. Nur die für die Luft gefundene Zahl dürfte etwas zu klein sein.

Matteucci¹⁾ hat dasselbe Verhältniss in einer freilich mehr indirecten Art geprüft. Eine Blase Sauerstoff, in der Mitte einer horizontalen, zwischen die Magnetpole gebrachten und mit Alkohol gefüllten Röhre zieht sich zusammen, wenn ihre Mitte in der Verbindungslinie der Pole sich befindet, und dehnt sich aus, wenn sie ein wenig seitlich von derselben liegt. Ist die Röhre, statt mit Alkohol, mit einer Eisen-

¹⁾ Matteucci, Compt. rend. T. XXXVI, p. 917. 1853*; Cours d'induction p. 198. 1854*.

chlorürlösung gefüllt, die magnetischer ist als Sauerstoff, so findet das Gegentheil statt. Wasserstoff zeigt gerade das entgegengesetzte Verhalten. — Matteucci suchte nun eine Eisenlösung auf, in der sich der Sauerstoff gerade indifferent verhielt, und fand, dass dieselbe in einem Cubikcentimeter etwa $6,3^{\text{mgr}}$ Salz enthielt; eine Zahl, die auf Resultate führt, welche mit den von Becquerel und Faraday gefundenen nahe übereinstimmen.

IV. Magnetisches Verhalten der Krystalle.

614 Aus dem §. 548 u. flgde. beschriebenen Verhalten der diamagnetischen und schwach magnetischen Körper lässt sich in jedem einzelnen Falle ihre Einstellung zwischen zweien Magnetpolen ableiten. — Sind die Polflächen auf zwei einander gegenüberstehende Punkte reducirt, so stellt sich ein in seinem Schwerpunkt dazwischen aufgehängter Stab von diamagnetischem Stoff, der in der Horizontalebene schwingen kann, gerade so, dass die Abstossung desselben durch die Magnetpole ein Minimum wird, also das in ihm erzeugte diamagnetische Moment ebenfalls ein Minimum wird. Dies geschieht in der äquatorialen Lage. Ein magnetischer Stab stellt sich so, dass seine Anziehung und auch sein magnetisches Moment ein Maximum wird; eine Bedingung, welche in der axialen Lage erfüllt ist. — Sind dagegen die Polflächen weiter ausgedehnt und weit von einander entfernt, so dass man annehmen kann, dass die auf jeden Punkt der diamagnetischen oder schwach magnetischen Körper wirkenden Kräfte gleich gross sind, so wird das Moment derselben stets der Summe der Momente der einzelnen Theilchen entsprechen, also ungeändert bleiben, in welcher Lage sie sich auch befinden; vorausgesetzt, dass ihre Theilchen nicht gegenseitig auf einander einwirken. Es würden also dann die Körper in allen Lagen zwischen den Magnetpolen im Gleichgewicht sein.

Ganz dasselbe indifferente Verhalten würden auch Körper zeigen, deren Theilchen nach verschiedenen Richtungen ungleich dicht geordnet wären, da auch bei ihnen, immer unter der angegebenen Voraussetzung, nach allen Richtungen das Moment dasselbe ist, wenn auf alle ihre Theile die magnetisirende Kraft gleich stark wirkt.

615 Abweichend hiervon ist indess das Verhalten von Körpern, welche sei es durch ihre krystallinische Beschaffenheit oder durch schnelle Abkühlung, sei es durch äussere mechanische Hilfsmittel, wie durch einseitigen Druck, eine ungleiche Dichtigkeit nach verschiedenen Richtungen erhalten haben. — Bei diesen Körpern findet man stets gewisse Richtungen, welche sich äquatorial oder axial einstellen, wenn auch auf alle ihre Theile gleiche magnetisirende Kräfte wirken. Besonders ausgezeichnet sind diese verschiedenen magnetischen Eigenschaften nach verschiedenen Richtungen in den krystallisirten Körpern, welche nicht dem regulären

System angehören. — Dies ist zuerst von Plücker¹⁾ beobachtet worden. — So stellt sich ein Wismuthkrystall so ein, dass eine bestimmte Richtung in demselben, welche Faraday²⁾ mit dem Namen der Magnekrystallaxe bezeichnet, der Verbindungslinie der Magnetpole, der Magnetaxe, parallel wird. Diese Magnekrystallaxe ist perpendicularär auf der glänzendsten Spaltungsrichtung. Ganz ebenso verhält sich Antimon und Arsen (nach Plücker³⁾ verhält sich Antimon umgekehrt). — Bekanntlich krystallisirt Wismuth, wie Antimon und Arsen, in Rhomboëdern und die Hauptspaltungsrichtung steht senkrecht auf der Hauptaxe der Krystalle, so dass diese mit der Magnekrystallaxe zusammenfällt. — Die im regulären System krystallisirenden Metalle, Zink, Kupfer, Zinn, Blei, Gold geben keine Anzeigen einer solchen Einstellung. — Faraday bezeichnet die Kraft, welche die Einstellung der Krystalle bewirkt, so dass ihre Magnekrystallaxe sich axial stellt, mit dem Namen der Magnekrystallkraft.

In einem Drathkreise oder einer Spirale, durch die man einen Strom leitet, stellt sich selbstverständlich ein Wismuthkrystall ebenfalls so ein, dass seine Magnekrystallaxe mit der Axe der Spirale zusammenfällt⁴⁾.

Krystalle von Tellur, Osmium-Iridium, leichtflüssigem Metall zeigen eine schwache oder undeutliche Magnekrystallkraft.

Wir wollen zunächst ausführlicher die Einstellung der Kry- 616
stalle betrachten, wenn auf alle ihre Theile die magnetisierende Kraft gleich stark und in gleicher Richtung wirkt, wenn sie also z. B. in der Mitte zwischen zwei flachen, einander nicht allzusehr genäherten Magnetpolen aufgehängt werden.

Bei Krystallen des regulären Systems bemerkt man, wie wir schon erwähnt, meist keine Richtung, in der vorherrschend die magnetische Wirkung ausgeübt würde. Sie bleiben in einem gleichartigen Magnetfelde in jeder Lage im Gleichgewicht.

Nur einzelne Krystalle, die auch sonst durch ihre pyroelektrischen Eigenschaften ausgezeichnet sind, sollen hiervon eine Ausnahme machen. — So beobachtete Volger⁵⁾, dass ein Boracit, ein Krystall von magnetischer Masse, welcher an der einen Würfecke aufgehängt war, zwischen den Magnetpolen eine solche Lage annahm, dass die Ebene der pyroelektrischen Hauptaxe sich axial einstellte. Hing dagegen die Hauptaxe vertical, so blieb der Krystall in Ruhe, wenn eine der drei, die gegenüberstehenden Ecken des Krystalls verbindenden Axen sich axial stellte. Es besässe hiernach der Boracit in magnetischer Beziehung dieselben Axen, wie in elektrischer Beziehung. Eine Bestätigung dieser Beobachtung wäre wünschenswerth.

1) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXII, S. 315. 1847*. — 2) Faraday, Exp. Res. Ser. XXII, §. 2457 u. figde. 1848*. — 3) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 576. 1849*. — 4) Faraday, Exp. Res. Ser. XXII, §. 2507. 1848*. — 5) Volger, Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 507. 1854*.

- 617 Verhältnissmässig einfach gestaltet sich noch die Einstellung der Krystalle, welche nur eine Symmetrieaxe besitzen, also dem zwei- und einaxigen oder drei- und einaxigen Krystallsystem angehören; und zwar zeigt sich hier ein Unterschied zwischen Krystallen, deren Masse magnetisch oder diamagnetisch ist.

Verwendet man z. B. die zu den Polarisationsapparaten gebrauchten grünen Turmalintafeln, so werden diese von einem einzelnen Magnetpol deutlich angezogen; ihre Masse ist also magnetisch. Es sei $abcd$,

Fig. 249.

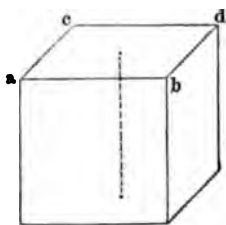


Fig. 249, eine solche, möglichst quadratische Tafel, in welcher die optische Hauptaxe parallel der Kante ab liege. Hängt man die Tafel zwischen den Magnetpolen so auf, dass die Fläche $abcd$ horizontal liegt, so stellt sich dieselbe stets so, dass die Kante ab in die äquatoriale Lage kommt. Es wird demnach der Krystall in der Richtung seiner Hauptaxe am wenigsten von den Polen des Magnetes angezogen ¹⁾.

- 618 Bei einem reinen Kalkspath stellt sich eine, parallel der Hauptaxe geschliffene, kreisförmige Platte, welche horizontal zwischen den Magnetpolen aufgehängt wird, so ein, dass die Hauptaxe äquatorial steht. Pulvert man den Krystall und formt aus dem Pulver ein Stäbchen, so stellt sich dieses äquatorial, so dass sich die Masse des Krystalles als diamagnetisch erweist.

Bei einer eben solchen, aus eisenhaltigem Kalkspath geschliffenen Platte dagegen stellt sich die Hauptaxe axial, und das Pulver des Krystalles erweist sich als magnetisch ²⁾.

Ganz entsprechend stellen sich kreisförmige Scheiben, geschnitten aus einer parallel den Rhomboëderflächen abgespaltenen Kalkspathplatte zwischen den Polen so, dass die durch die Spaltungsebenen in ihnen gebildeten spitzen Ecken den Magnetpolen zugekehrt sind, wenn die Masse des Krystalles diamagnetisch ist. Ist die Platte durch Eisengehalt magnetisch, so kehren sich die stumpfen Ecken den Magnetpolen zu. — Auch rhombische Tafeln, die von eisenfreiem und eisenhaltigem Kalkspath abgespalten werden, stellen sich entsprechend diesen Regeln, wenn alle ihre Theilchen nahezu gleichen magnetischen Einflüssen unterworfen sind.

Wie der reine und eisenhaltige Kalkspath verhalten sich isländischer Doppelspath einerseits und Spatheisenstein andererseits.

Aehnlich verhalten sich auch einerseits schwefelsaures Zinkoxyd und schwefelsaure Magnesia, andererseits schwefelsaures Nickeloxydul, welche

¹⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXII, S. 315. 1847*; Bd. LXXVII, S. 447. 1848*; Bd. LXXXVIII, S. 428. 1849*. — ²⁾ Knoblauch u. Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXII, S. 233; Bd. LXXXI, S. 481. 1850*.

le in gleichen, geraden rhombischen Prismen krystallisiren, alle gleiche magnetische Eigenschaften besitzen und alle eine einzige, der Axe des Prismas parallele Spaltungsrichtung haben. Hängt man die Krystalle so auf, dass die Axe des Prismas vertical hängt, so stellt sich bei den ersten beiden Krystallen, deren Masse diamagnetisch ist, die Spaltungsrichtung äquatorial, bei dem letzten Salz, dessen Masse magnetisch ist, axial.

Ebenso stellt sich in dem Scapolith, dessen Masse magnetisch ist, die Spaltungsrichtung axial, bei dem diamagnetischen Salpeter äquatorial.

Der Cyanit besitzt die Fähigkeit, in der Richtung seiner Axe durch den Magnetismus polarisirt zu werden, in so hohem Grade, dass er sich schon durch den blossen Einfluss des Erdmagnetismus mit der Axe von Nord nach Süd einstellt, wenn man ihn an einem Coconfaden so aufhängt, dass die Axe in der horizontalen Ebene schwingen kann. Ebenso verhält sich der Augit und Zinnstein. 619

Krystalle von Eisenglanz bleiben zwischen den Magnetpolen in jeder Lage im Gleichgewicht, da sie wahrscheinlich sogleich eine permanente Polarität in ihrer ersten Stellung zwischen denselben annehmen ¹⁾.

Wir können hiernach die einaxigen Krystalle mit magnetischer und diamagnetischer Masse in je zwei Gruppen theilen, in solche, bei denen die magnetische oder diamagnetische Induction in der Richtung der Symmetrieaxe im Maximum ist, magnetisch positive Krystalle, und in solche, bei denen die Induction in jener Richtung im Minimum ist, magnetisch negative Krystalle. 620

In einem gleichartigen Magnetfeld stellt sich also, wenn der Krystall um eine gegen die Axe geneigte Drehungsaxe schwingen kann:

Krystalle	Masse	die Symmetrieaxe
positiv	magnetisch	axial
positiv	diamagnetisch	äquatorial
negativ	magnetisch	äquatorial
negativ	diamagnetisch	axial

Auf diese Weise stellt sich das Verhalten einiger einaxiger Krystalle nach Plücker wie folgt:

Krystalle mit magnetischer Masse:

1) Positive: Spatheisenstein, Scapolith, grüner Uranit, schwefelsaures Kupferoxyd-Kalk, eisenhaltiges Bittersalz.

2) Negative: Turmalin, Beryll, Dioptas, Vesuvian, schwefelsaures Nickeloxydul, Kupferammoniumchlorid.

¹⁾ Plücker, l. c.

Krystalle mit diamagnetischer Masse:

1) Positive: Kalkspath, Antimon, Molybdänblei, Arsenblei, schwefelsaures Kali, Salpeter.

2) Negative: Wismuth, Arsen, Eis, Zircon, Honigstein, Cyanquecksilber, arsensaures Ammoniak ¹⁾).

Wie die ursprünglichen Krystalle stellen sich auch Pseudomorphosen ein, wenn sie dieselbe Structur und dasselbe magnetische Verhalten, wie jene, behalten haben, so z. B. stellt sich ein durch Reduction eines Spatheisensteinkrystalls durch Schwefelwasserstoff erhaltener pseudomorpher Krystall von Eisenkies und der durch Rösten dieses letzteren erhaltene künstliche Magneteisenstein in gleicher Weise ein, wie der ursprüngliche Krystall selbst ²⁾).

621 Ganz ebenso, wie die Krystalle mit einer Axe, verhalten sich auch andere Körper, welche, sei es durch die Natur, sei es auf künstlichem Wege, nach einer Richtung eine andere Structur erhalten haben, als nach den anderen.

So hat Tyndall eine Reihe von Hölzern untersucht, welche in der Richtung ihrer Längsfasern dichter sind, als in der darauf senkrechten Ebene. Er bestimmte zuerst das magnetische Verhalten ihrer Masse. Die Hölzer wurden dabei in Würfelform zwischen die gegen einander geneigten Polflächen der auf den Elektromagnet gesetzten Halbanker gehängt und beobachtet, ob sie in den durch dieselben gebildeten Winkel hineingezogen oder aus demselben herausgetrieben wurden ³⁾. Die Würfel wurden sorgfältig vor den Versuchen mit einer Glaskante abgekratzt, um alle Eisentheile von ihrer Oberfläche zu entfernen. Ihre Masse war bei 34 Holzsorten diamagnetisch; die Längsrichtung der Fasern stellte sich stets äquatorial. Bei einem Würfel von schwarzem Eichenholz fand diese letztere Einstellung auch statt, obgleich die Masse, vermuthlich durch Trinken mit einer schwach eisenhaltigen Flüssigkeit, magnetisch war. Da sich indess die Eisentheilchen im Holze gleichmässig verbreitet hatten und so in allen Stellungen gleichmässig von den Magnetenpolen erregt wurden, konnten sie auf die durch die Structur des Holzes selbst bedingte Einstellung keinen Einfluss haben.

Auch ein schnell gekühlter Cylinder von schwach magnetischem Glase stellt sich mit seiner Axe äquatorial ⁴⁾. — Achat zeigt diese Einstellung nicht ⁵⁾.

622 Sehr deutlich zeigt sich der Einfluss der ungleichen Dichtigkeit nach verschiedenen Richtungen, wenn man dieselbe in den Körpern künstlich herstellt ⁶⁾.

¹⁾ Plücker, Phil. Trans. 1858. Pt. II, p. 582*. — ²⁾ Knoblauch und Tyndall, l. c. — ³⁾ Tyndall, Phil. Trans. 1855. p. 6*. Phil. Mag. [4] Vol. I. p. 180*. — ⁴⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXV, S. 108. 1848*. — ⁵⁾ Dove, Monatsbericht der Berliner Akad. 1871. S. 148*. — ⁶⁾ Knoblauch und Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXXI, S. 492. 1850*.

Formt man z. B. aus Mehl und Gummi ein längliches Stäbchen, so stellt es sich mit der Längsrichtung äquatorial ein. Presst man es in dieser Richtung so zusammen, dass es eben so lang als breit oder noch kürzer ist, so stellt sich auch jetzt noch die Richtung, in welcher die Zusammendrückung stattfand, äquatorial ein. Mengt man dem Mehl ein magnetisches Pulver, z. B. von kohlensaurem Eisenoxydul, bei, so stellt sich das aus diesem Mehl geformte Stäbchen axial und ebenso die daraus gepresste Scheibe mit der Richtung ihrer Zusammendrückung.

Ganz ähnlich stellt sich ein durch Zusammenpressung von Wismuthpulver erhaltener Würfel mit der Richtung äquatorial ein, in welcher das Wismuthpulver die Pressung erlitten hat.

Während sich ferner Wismuthkrystalle, deren Spaltungsebenen vertical sind, zwischen den Magnetpolen so einstellen, dass ihre Spaltungsebenen die äquatoriale Lage annehmen, gehen letztere in die axiale Lage über, wenn man die Krystalle in der zu ihren Spaltungsebenen normalen Richtung zusammenpresst ¹⁾.

Bei Körpern, welche nach mehr als zwei auf einander senkrechten Richtungen ungleiche Dichtigkeit besitzen, sind die Erscheinungen complicirter. Sie lassen sich indess immer auf dieselben Bedingungen zurückführen, welche auch bei der Einstellung einaxiger Krystalle gelten. 623

So ist z. B. Elfenbein diamagnetisch, und zwar stellt sich wegen der ungleichen Dichtigkeit eine bestimmte Linie in einer kreisrunden Elfenbeinplatte zwischen den Magnetpolen in die äquatoriale Lage. Legt man nun zwei gleiche, kreisrunde Elfenbeinplatten über einander und hängt sie zwischen den Magnetpolen auf, so stellt sich die Halbirungslinie des spitzen Winkels der in jeder einzelnen Platte sich äquatorial stellenden Linien äquatorial.

Bei zwei kreisrunden magnetischen Guttaperchascheiben, welche gleichfalls in einer Richtung stärker magnetisch sind, als in der darauf senkrechten, zeigt sich das analoge Verhalten. Die Halbirungslinie des spitzen Winkels der axialen Linien in den Platten stellt sich axial ein ²⁾.

In ähnlicher Weise lässt sich auch das magnetische Verhalten von Krystallen mit drei ungleichen Elasticitätsaxen betrachten. 624

Von den vielen, von Plücker und Beer gemachten Versuchen wollen wir nur einige ausführlicher beschreiben.

Da in einem gleichförmigen Magnetfeld die Gestalt der Körper auf ihre Einstellung keinen Einfluss hat (vergl. §. 614), so kann man einen natürlichen Krystall verwenden, um dieselbe zu studiren. Der Einfach-

¹⁾ Tyndall, Phil. Mag. [4] Vol. II, p. 183*; Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 409. 1851*. — ²⁾ Knoblauch und Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXIX, S. 240. 1850*.

heit halber wollen wir uns indess stets eine Kugel aus dem Krystall geschnitten denken und deren Einstellung betrachten ¹⁾.

Kaliumeisencyanid (Fig. 250) ist ein Salz mit magnetischer Masse.

Fig. 250.

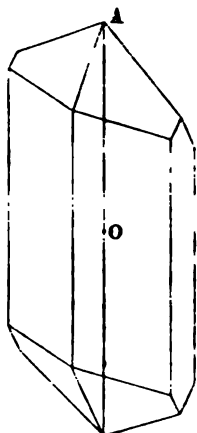
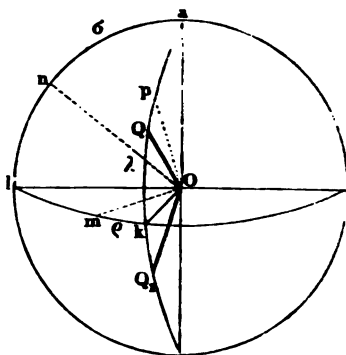


Fig. 251.



Wir wollen als Grundform seiner Krystallform ein rhombisches Prisma annehmen. Die Hauptaxe OA werde mit a , die längere und kürzere Diagonale des gegen die Axe normalen Durchschnitts mit l und k bezeichnet.

Wird nun der Krystall oder eine aus ihm geschliffene Kugel (Fig. 251) so aufgehängt, dass sich befindet:

	vertical	in der horizontalen Schwingungsebene	so stellt sich
I.	k	al	l axial.
II.	l	ak	k axial.
III.	a	lk	k axial.

Hiernach würde die stärkste Magnetisirung der Moleküle des Salzes in der Richtung der kürzeren Diagonale k , die mittlere in der der längeren l , die schwächste in der Richtung der Axe a stattfinden. Das Ueberwiegen der Wirkung in den ersteren Richtungen ist so gross, dass bei den letzten beiden Aufhängungsarten selbst zwischen ziemlich spitz zulaufenden Magneten die Hauptaxe eines länglichen Stückes des Krystalles sich äquatorial stellt.

Wird ferner der Krystall oder die aus dem Krystall geschliffene Kugel so aufgehängt, dass ein in der Ebene Olk liegender Durchmesser Om , der mit Ok einen Winkel φ bildet, als verticale Drehungsaxe dient, so stellt sich die in der horizontalen Schwingungsebene liegende Axe la stets äquatorial, die Ebene Olk axial, welches auch der Winkel φ sei.

¹⁾ Plücker und Beer, Pogg. Ann. Bd. LXXXI, S. 115. 1850*; Bd. LXXXII, '851*; Phil. Trans. 1858, Pt. II, p. 370*.

Wird der Krystall in irgend einem Punkt der Peripherie des gegen Om normalen Kreises aufgehängt, so dass Om in der Horizontalebene schwingt, so stellt sich Om axial, wenn der Aufhängepunkt in die Ebene Olk fällt, und weicht von dieser Lage um einen um so grösseren Winkel ab, je mehr der Aufhängepunkt gegen Punkt a fortrückt, wo er dann seinen Maximumwerth φ erreicht, da sich nun Ok axial einstellt.

Liegt die verticale Drehungsaxe On in der Ebene Oal und macht mit Oa den Winkel σ , so stellt sich, welches auch der Winkel σ sei, stets die Axe k axial, die Ebene Oal äquatorial. — Wird wiederum der Krystall an verschiedenen Punkten der Peripherie des auf On senkrechten grössten Kreises aufgehängt, so stellt sich On äquatorial, wenn der Aufhängepunkt in der Ebene des Kreises Ola liegt, und bildet mit der Äquatorialebene den Winkel σ , wenn der Aufhängepunkt bis k fortrückt, wo sich Oa äquatorial stellt.

Wird endlich der Krystall so aufgehängt, dass die verticale Drehungsaxe Op desselben in die Ebene Oka fällt und mit Ok den Winkel bildet, so stellt sich bei wachsenden Werthen desselben erst Ol axial, dann aber äquatorial. Bei dem Grenzwert $\lambda = \omega = 70^\circ$ stellt sich der Krystall gar nicht ein. — Die Drehungsaxe wollen wir in diesem Fall mit OQ bezeichnen. Dasselbe Verhalten wird der Krystall zeigen, wenn eine Drehungsaxe OQ_1 ist, die ebenfalls mit Ok den Winkel $\omega = 70^\circ$ bildet. Diese beiden Axen kann man die magnetischen Axen des Krystalles nennen. Die auf ihnen senkrechten Ebenen sind dann Ebenen gleicher magnetischer Induction.

Hängt man den Krystall an einem Punkt der Peripherie des auf Op senkrechten Kreises auf, so dass Op in der horizontalen Schwingungsebene sich befindet, so bildet Op mit der sich axial stellenden Axe Ok den Winkel von λ° , wenn der Aufhängepunkt in l liegt. Rückt er weiter gegen die Ebene Oka vor, so nähert sich Op der axialen oder äquatorialen Lage, jenachdem es näher an Ok oder Oa liegt, also Winkel λ einer oder grösser ist. Ist $\lambda = 90 - \omega$ (20°), so liegt Op in der Ebene der gleichen magnetischen Induction, und der Krystall ist in jeder Lage im Gleichgewicht.

Schwefelsaures Zinkoxyd hat eine diamagnetische Masse und krystallisirt gleichfalls in einem rhombischen Prisma mit rhombischer Basis (Fig. 252 a. f. S.). Bezeichnen wir seine krystallographische Hauptaxe mit a' , die längere und kürzere Diagonale der Basis mit l' und k' , so stellt sich der Krystall wie folgt:

Verticale Drehungsaxe	In der horizontalen Schwingungsebene	Es stellt sich äquatorial
a'	l' und k'	k'
l'	a' und k'	a'
k'	a' und l'	a'

Es ist also in diesem Fall die Hauptaxe a' die Linie der grössten, die kurze Diagonale k' die Linie der mittleren, die Diagonale l' die der kleinsten diamagnetischen Induction. Ersetzen wir also in der Beschreibung des Verhaltens des Kaliumeisencyanides die Buchstaben l durch a' , l durch k' , a durch l' und das Wort *axial* durch *äquatorial*, so erhalten wir einen Ueberblick über das diamagnetische Verhalten des schwefelsauren Zinkoxydes. Die magnetischen Axen dieses Salzes liegen in der durch die Hauptaxe und längere Diagonale der Basis gelegten Ebene und bilden mit der Diagonale einen Winkel von etwa $47\frac{1}{2}^\circ$.

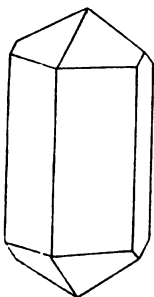


Fig. 252.

626 Ameisensaures Kupferoxyd (Fig. 253) ist ein Salz, welches in schiefen rhombischen Prismen krystallisirt, deren Axe mit der der rhombischen Basis parallelen Hauptspaltungsrichtung einen Winkel von $78^\circ 55'$ bildet. Die Winkel zwischen den Seitenflächen p und p sind $90^\circ 52'$. Die Symmetrieebene des Salzes geht durch die Axe und die längere Diagonale der Basis. Die Masse des Salzes ist magnetisch.

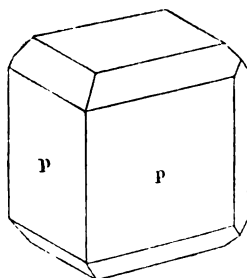


Fig. 253.

In diesem Salz ist die auf der Symmetrieebene senkrechte Axe die Axe der mittleren magnetischen Induction. Die Axen der grössten und kleinsten Induction liegen in der Symmetrieebene und stehen senkrecht auf einander. Die erstere bildet mit der auf der Spaltungsflächen normalen Linie einen Winkel von 3° . Die magnetischen Axen liegen in derselben Ebene und bilden mit der Axe der grössten Induction einen Winkel von etwa 25° .

627 In analoger Weise haben Plücker und Beer bei verschiedenen Krystallen, deren Form sich auf drei Symmetrieebenen oder ein rhombisches Prisma mit gerader rhombischer Endfläche zurückführen lässt, das magnetische Verhalten der Axe a , der grössten und kleinen Diagonale l und k der Basis folgendermaassen festgestellt:

N a m e.	M a s s e.	A x e		
		grösster	mittlerer	kleinster
		I n d u c t i o n.		
Isaures Nickeloxy- hwefelsaures Nickel- l-Zinkoxyd.	magnetisch	<i>k</i>	<i>a</i>	<i>l</i>
esalz.	diamagnetisch			
it, schwefelsaures kyd.	diamagnetisch	<i>a</i>	<i>k</i>	<i>l</i>
h, Bleieisencyanid, felsaures Zinkoxyd altig), schwefel- Magnesia (eisen- l.	magnetisch	<i>l</i>	<i>a</i>	<i>k</i>
t, unterschweflig- Natron.	diamagnetisch			
isencyanid.	magnetisch	<i>k</i>	<i>l</i>	<i>a</i>
, Citronensäure.	diamagnetisch			

In einigen Krystallen mit drei ungleichen Axen ist die nach zwei 628
ander senkrechten Richtungen stattfindende magnetische oder dia-
sche Induction fast gleich, so dass sie als magnetisch einaxige
e betrachtet werden können. Auf diese Weise wäre:

	Masse.	Verhalten	Lage der magnetischen Axe
atriol	magnetisch	positiv	in der Symmetrieebene, 75° gegen die Spaltungsebene geneigt, in die Axe der grössten optischen Elasti- cität fallend ¹⁾ .
insäure	diamagnetisch	positiv	in der Axe der grössten opti- schen Elasticität.
	diamagnetisch	negativ	senkrecht auf der Spaltungs- ebene, in der Axe der kleinsten optischen Elasti- cität.
nickel- d	diamagnetisch	negativ	ebenso.

einzelnen dieser Krystalle, z. B. Eisenglanz, Kaliumeisencyanür,
sencyanür, schwefelsaurem Kali, Topas und Bergkrystall, ist die

vgl. auch Faraday, Exp. Res. Ser. XXII, §. 2546. 1848*.

magnetische oder diamagnetische Induction nach verschiedenen Richtungen so wenig verschieden, dass sie sich fast wie reguläre Krystalle verhalten.

Die verschiedenen Glimmersorten, welche alle von paramagnetischem Stoffe sind, unterscheiden sich in ihrem optischen Verhalten der Art, dass die auf der Spaltungsfläche senkrechte Ebene ihrer optischen Axen theils durch die lange, theils durch die kurze Diagonale der Grundform geht, theils auch beide optische Axen zusammenfallen. Bei den ersteren Sorten Glimmer stellt sich stets die Ebene der optischen Axen gleichviel wie sie liegt, zwischen den Magnetpolen äquatorial. Dagegen stellt sich eine kreisrunde Scheibe von einaxigem Glimmer, horizontal aufgehängt, zwischen den Magnetpolen nicht ein; derselbe ist also auch magnetisch einaxig. Jedesmal ist die Axe der rhombischen Säule der Grundform des Glimmers die Axe der grössten optischen Elasticität und der kleinsten magnetischen Induction. Die magnetischen Axen bei den zweiaxigen Sorten liegen aber stets in einer auf der Ebene der optischen Axen senkrechten Ebene¹⁾.

629 Auch künstlich kann man die Einstellung von Körpern nachahmen, welche nach drei auf einander senkrechten Axen verschiedene Dichtigkeit besitzen.

Presst man z. B. einen Teig von Wismuthpulver in zwei auf einander senkrechten Richtungen mit ungleicher Kraft und schneidet dann an der Masse eine rhombische Säule, deren kurze Diagonale der Richtung der grössten, deren Axe der der kleineren Pressung entspricht und deren längere Diagonale mit der Richtung zusammenfällt, in der keine Pressung stattgefunden hat, so stellt sich eine solche Säule, in verschiedener Weise aufgehängt, gerade wie eine rhombische Säule von Schwerspath.

630 Die Theorie der Einstellung der Krystalle und ungleich dichten Körper nach verschiedenen Richtungen hat im Laufe der Zeit manche Aenderungen erfahren.

Nach seinen ersten Beobachtungen glaubte Plücker²⁾ eine doppelte Wirkung des Magnetismus auf die Krystalle annehmen zu sollen.

Einmal fände eine Anziehung oder Abstossung der Masse der Krystalle durch den Magnet statt, jenachdem dieselbe magnetisch oder diamagnetisch ist. Zweitens würden die optischen Axen der Krystalle oder deren Mittellinie von den Magnetpolen abgestossen. Bald darauf wurde dieser Satz in der Weise abgeändert, dass die Axen der optisch negativen Krystalle allein abgestossen, die der positiven dagegen angezogen würden, und zwar gleich viel, ob die Krystallmasse magnetisch oder dia-

¹⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. CX, S. 397. 1860*. — ²⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXII, S. 315. 1847*; Bd. LXXVII, S. 447. 1849*; Bd. LXXXI, S. 115. 1851*

magnetisch wäre. Nach späteren Erklärungen sollte hierbei die optische Axe nur ein Ausdruck einer durch eine gewisse Anordnung der Theilchen der Krystalle ausgezeichneten Richtung sein. — Mit der Entfernung von den Magnetpolen sollte die Einwirkung auf die Axen langsamer abnehmen, als die auf die Masse der Krystalle selbst ausgeübte Wirkung.

Für den zuletzt angegebenen Satz haben wir schon oben §. 614 den Grund angeführt, der darin liegt, dass in grösserer Entfernung von den Magnetpolen die magnetische Einwirkung auf die Theilchen der Körper nicht mehr so schnell sich ändert, als in ihrer Nähe, und daher dort der Einfluss der Unregelmässigkeit der Gestalt der Krystalle auf ihre Einstellung mehr und mehr verschwindet.

Auch das andere Gesetz der Anziehung und Abstossung der optischen Axen bedarf noch einiger Abänderungen.

So stellt sich bei schwefelsaurem Zinkoxyd und schwefelsaurer Magnesia, bei Dichroit die Mittellinie der optischen Axen axial, obgleich die Krystalle optisch negativ sind. Auch bei dem positiven Blutlaugensalz wird die Mittellinie der optischen Axen abgestossen und nicht angezogen. Bei anderen Krystallen, wie Schwerspath, Cölestin, stellt sich die Ebene der optischen Axen nur axial, wenn der Krystall so aufgehängt ist, dass diese Ebene vertical hängt. Ist diese Ebene horizontal, so stellt sich dagegen die Mittellinie der optischen Axen äquatorial.

In anderen Fällen stellen sich Krystalle mit vollkommen gleichem optischen Verhalten verschieden, jenachdem ihre Masse magnetisch oder diamagnetisch ist, so z. B. Kalkspath und Spatheisenstein, auch schwefelsaures Zinkoxyd und schwefelsaure Magnesia einerseits, schwefelsaures Nickeloxydul andererseits.

In Folge dieser Abweichungen suchten Knoblauch und Tyndall¹⁾ den Grund der Einstellung der Krystalle direct in der ungleichen Anordnung ihrer Theilchen nach verschiedenen Richtungen, die sich namentlich in den Spaltungsrichtungen der Krystalle deutlich ausspricht.

Als unmittelbares Erfahrungsergebniss würde sich bei der Untersuchung der Krystalle des Kalkspaths, Spatheisensteins u. s. w. herausstellen, dass, wenn die Masse der Krystalle magnetisch ist, die Spaltungsrichtung selbst, oder wenn deren mehrere vorhanden sind, die längere Diagonale ihrer Durchschnitte mit der Schwingungsebene des Krystalles sich axial, wenn die Masse der Krystalle aber diamagnetisch ist, sich äquatorial stellt.

Insofern die Dichtigkeit der Anordnung der Masse der Krystalle in der gegen die Spaltungsebenen normalen Richtung am geringsten ist, folgt aus diesen Erfahrungen zunächst für Krystalle mit einer vorwiegen-

¹⁾ Knoblauch und Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXIX, S. 233; Bd. LXXXI, S. 481. 1850*.

den Spaltungsrichtung der empirische Satz: Ist die Masse eines solchen Krystalles magnetisch, so stellt sich die Richtung der grössten Dichtigkeit in demselben axial, ist sie diamagnetisch, so stellt sie sich äquatorial, vorausgesetzt immer, dass die auf alle Theile des Krystalles wirkenden magnetischen Kräfte gleich sind.

Die §§. 621 und 622 angeführten Versuche von Knoblauch und Tyndall mit Körpern, welche nach einer Richtung zusammengedrückt sind, und mit Holzstäbchen, die in der Richtung der Fasern am dichtesten sind, können für diesen Satz als Bestätigung dienen.

In ähnlicher Weise würde die Einstellung von Substanzen, welche nach drei auf einander senkrechten Axen verschiedene Dichtigkeit besitzen, als Resultat der ungleichen Anordnung der Theilchen sich ergeben.

632 Wir haben indess schon §. 614 bemerkt, dass die ungleich dichte Anordnung der Theilchen allein das Verhalten nicht bedingen könne, vorausgesetzt, dass diese Theilchen selbst nach allen Richtungen durch die magnetischen Kräfte gleich starke magnetische oder diamagnetische Polarität erhalten; denn dann würde eine aus den Körpern gebildete Kugel in allen Lagen in einem gleichartigen Magnetfelde gleiches magnetisches oder diamagnetisches Moment erhalten und so kein Grund für eine besondere Einstellung vorhanden sein. — Selbst wenn die Theilchen polarisirend auf einander wirkten, würde auch noch nicht jene Anordnung allein zur Erklärung der Einstellung genügen. Werden z. B. in einem Stück Wismuth die Theilchen in einer Richtung einander genähert, so müsste in dieser Richtung die diamagnetische Polarität abnehmen. Im Gegentheil nimmt sie aber nach Tyndall's Versuchen zu.

Wir werden daher genöthigt, eine nach den verschiedenen Richtungen ungleiche Fähigkeit der einzelnen Theile der Krystalle anzunehmen, durch den Einfluss eines Magnetes magnetische oder diamagnetische Polarität zu erhalten. Durch das Zusammenpressen müsste auch bei unkrystallinischen Körpern diese Fähigkeit der Theile in der Richtung der Pressung vermehrt werden, da Tyndall ¹⁾ z. B. gezeigt hat, dass selbst Wachsstücke bei einseitiger Compression sich mit der comprimierten Richtung axial stellen. — In welcher Weise dabei der Druck auf die Theilchen selbst wirkt, müssen wir bis jetzt unentschieden lassen.

Die Möglichkeit einer solchen ungleichen magnetischen Inductionsfähigkeit der Moleküle, zunächst bei paramagnetischen krystallisirten Körpern, hat schon Poisson ²⁾ vorausgesehen, indem er ihnen dann statt der Gestalt der Kugel die eines Ellipsoides beilegt.

633 Als einfachste Annahme würden wir mit W. Thomson ³⁾ hinstellen, dass die einzelnen Moleküle der krystallisirten oder gepressten Körper

¹⁾ Tyndall, *Cosmos*, T. I, p. 544. 1852. — ²⁾ Poisson, *Mém. de l'Institut*, Vol. V. 1821 — 22. p. 258. Paris 1826*. — ³⁾ W. Thomson, *Phil. Mag.* [4] Vol. I p. 177. 1851*.

im Allgemeinen durch äussere magnetisirende Kräfte nach drei auf einander senkrechten Richtungen ein ungleich starkes magnetisches oder diamagnetisches Moment erhielten. Diese drei Richtungen könnten wir mit dem Namen der magnetischen Hauptaxen bezeichnen.

Bei Krystallen, welche nur in einer Richtung ein Maximum oder Minimum der magnetischen oder diamagnetischen Induction besitzen, lässt sich dann die Einstellung in einem gleichartigen Magnetfelde einfach ableiten.

Es sei ein kugelförmiges Molekül des Krystalles in seinem Schwerpunkt vor dem Magnetpol N so aufgehängt, dass auf alle seine Punkte gleiche magnetische Kräfte wirken. Es sei in der Horizontalebene ab die Richtung der stärksten, die darauf senkrechte Linie gh die Richtung der schwächsten magnetischen Induction. Bildet die Richtung der magnetischen Kraft M mit ab den Winkel φ , so lässt sich dieselbe in zwei Componenten $M \cos \varphi$ und $M \sin \varphi$ nach ab und gh zerlegen, welche der Krystallplatte nach den beiden Richtungen die Momente $M \cdot A \cos \varphi$ und $M \cdot B \sin \varphi$ ertheilen mögen. In Folge der Wirkung der magnetischen Kraft M wirken nun auf die Enden von ab und gh die Kräfte $M^2 \cdot A \cos \varphi$ und $M^2 \cdot B \sin \varphi$, die wir jedesmal nach den Richtungen ab und gh und nach der darauf senkrechten Richtung zerlegen. Die ersteren Componenten können nicht wirken, die letzteren bilden Kräftepaare α und β , welche resp. gleich $\alpha = r \cdot M^2 \cdot A \cos \varphi \cdot \sin \varphi$ und $\beta = r M^2 B \sin \varphi \cdot \cos \varphi$ sind, wo r der Radius des Moleküls ist. Sie drehen den Krystall in entgegengesetzter Richtung. Ihre Differenz ist gleich $D = r M^2 (A - B) \cos \varphi \sin \varphi$. Da nun $A > B$, so wird sich das Molekül gemäss der Richtung des Drehungsmomentes α drehen. — Das Molekül wird im Gleichgewicht sein, wenn $D = 0$ ist. Dies findet statt, wenn $\varphi = 0$ oder $\varphi = 90^\circ$ ist, also die Axe ab der grössten magnetischen Induction mit der Richtung der magnetisirenden Kraft ns zusammenfällt oder auf ihr senkrecht steht. Im ersterem Falle ist das Gleichgewicht stabil, im zweiten labil. — Bei diamagnetischen Krystallen wirken die Drehungsmomente gerade in entgegengesetzter Richtung; dieselben sind in stabiler Gleichgewichtslage, wenn die Axe der grössten Induction auf der Richtung ns senkrecht steht; in labiler, wenn sie der letzteren parallel ist.

Haben wir statt eines Moleküls einen ganzen, in seinem Schwerpunkt durch den Aufhängefaden unterstützten Krystall, so ist, welche Gestalt derselbe auch habe, zu beiden Seiten jeder, durch den Faden gelegten Horizontalebene die Masse des Krystalles gleichmässig verbreitet. Die auf die einzelnen Moleküle wirkenden Drehungsmomente setzen sich dann zu dem gemeinschaftlichen zusammen, welches den Krystall um den Faden als Drehungsaxe in gleicher Weise dreht, wie jene die einzelnen Moleküle. Die Einstellung des Krystalles im gleichartigen Magnetfelde wird also in derselben Weise stattfinden, wie wir oben angeben.

Eine Anziehung der ganzen Masse des Krystalles gegen den Magnetpol kann nicht stattfinden, da die anziehenden und abstossenden

Kräfte gleich und gleichmässig zu beiden Seiten des Aufhänge vertheilt sind.

634 Ist der Krystall nicht in seinem Schwerpunkt aufgehängt, das auf den Krystall ausgeübte Drehungsmoment in gewissen Fällen direct eine Bewegung der ganzen Masse des Krystalles bedingen wenn er sich in einem gleichartigen Magnetfeld befindet ¹⁾. klebe z. B. eine aus einem Krystall oder einer in einer Richtung mengepressten Wismuthmasse geschnittene Platte in horizontale an das eine Ende eines an einem Coconfaden aufgehängten Armes Drehwage und bringe sie so zwischen die Pole eines Magnetfeldes

Fig. 254.

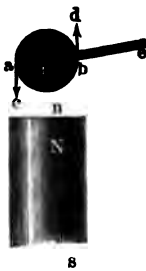
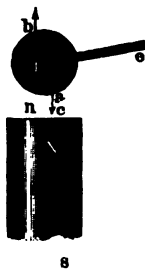


Fig. 255.



gleichartiges Magnetfeld. Die ab (Fig. 254) der grössten natürlichen oder diamagnetischen Induction des Krystalles liege zunächst Verlängerung des Armes ef der Drehwage. Die Einstellung des Krystalles ist wiederum jedesmal durch die an den Enden der Achse ab der gleichartigen Induction wirkende Kräftepaare bedingt. Ist der Krystall magnetisch, so hat dasselbe die in der Fig.

gegebene Richtung. Da nun der Hebelarm ea grösser ist als fb , wird sich der Krystall hierdurch gegen den Pol n hinbewegen, wenn er nicht im stabilen Gleichgewicht gegen den Pol n hinbewegen, wäre erst im stabilen Gleichgewicht, wenn ab parallel ns stände. Ist der Krystall diamagnetisch, so ist das Kräftepaar entgegengesetzt gerichtet, derselbe entfernt sich vom Magnetpol. — Ist die Achse des Krystalles im Gegentheil gegen den Arm ef senkrecht gestellt (Fig. 255), so würde, wenn der Krystall magnetisch ist, das Kräftepaar $abcd$ zu drehen streben, dass seine Achse mit der Richtung ns zusammenfällt. Er würde sich also von den Magnetpolen entfernen. Ist der Krystall diamagnetisch, so wäre er in jener Lage im labilen Gleichgewicht. Wenn er aus derselben heraus ein wenig dem einen oder anderen Magnetpol zugedreht würde, so würde das ihn sollicitirende Kräftepaar ihn zum nächst liegenden Pol hinbewegen und er würde erst im stabilen Gleichgewicht sein, wenn seine Achse ab auf der Linie ns senkrecht stände.

635 Besitzen die Krystalle nach drei auf einander senkrechten Richtungen eine ungleiche Inductionsfähigkeit, so ergibt sich ihr Verhalten an einer glockenartigen Betrachtung, bei der wir, wie oben, nur das Verhalten eines Krystalles zu berücksichtigen brauchen, indem im gleichartigen Magnetfeld der ganze Krystall sich ebenso, wie dasselbe, verhält.

Bezeichnen wir die magnetischen oder diamagnetischen Mo-

¹⁾ Tyndall, Phil. Mag. [4] Vol. XI, p. 125. 1856*.

e in der Richtung der drei Hauptaxen in dem Molekül durch eine etisirende Kraft Eins erzeugt werden, die in der Richtung jener selbst wirkt, nach ihrer abnehmenden Grösse mit A, B, C . Wirkt auf den Körper eine magnetisirende Kraft F , welche mit den Haupt-Winkel macht, deren Cosinus λ, μ, ν sind, so sind die nach densel- erzeugten Momente $FA \cdot \lambda, FB \cdot \beta, Fc \cdot \gamma$, und das auf das Molekül äbte Drehungsmoment ist:

$$F^2 [\mu^2 \nu^2 (B - C)^2 + \nu^2 \lambda^2 (C - A)^2 + \lambda^2 \mu^2 (A - B)^2]^{1/2} = F^2 D.$$

Dieses Moment wirkt in einer Ebene, deren Normale mit den Axen el macht, deren Cosinus $\frac{\mu \nu (B - C)}{D}, \frac{\nu \lambda (C - A)}{D}, \frac{\lambda \mu (A - B)}{D}$ sind.

Es mag nun nach einander das Molekül sich um die Axen A, B, C dre- und die magnetisirende Kraft in den Ebenen BC, CA, AB wirken, war dabei mit der jedesmaligen Axe der grösseren Induction in der- B, A, A den Winkel φ machen; so sind die Drehungsmomente γ , welche das Molekül um seine Drehungsaxe bewegen, resp.:

$$\alpha = F^2 (B - C) \sin \varphi \cos \varphi; \quad \beta = F^2 (A - C) \sin \varphi \cos \varphi; \\ \gamma = F^2 (A - B) \sin \varphi \cos \varphi.$$

Die diese Kräfte schwingt der Körper.

Nehmen wir an, das Molekül habe Kugelgestalt, so dass sein Träg- noment in Bezug auf alle Durchmesser dasselbe ist, so verhalten sich chwingungsdauern bei der Bewegung um die Axen A, B, C :

$$T_A : T_B : T_C = \frac{1}{\sqrt{B - C}} : \frac{1}{\sqrt{A - C}} : \frac{1}{\sqrt{A - B}}.$$

Hieraus folgt:

$$\frac{1}{T_A^2} + \frac{1}{T_C^2} = \frac{1}{T_B^2}.$$

Es ist also die Summe der reciproken Quadrate der Schwingungs- n des um die Axe der grössten und kleinsten Induction schwingen- Moleküls gleich dem reciproken Quadrat der Dauer der Schwingun- um die Axe der mittleren Induction.

Denken wir uns um das Molekül ein Hüfsellipsoid construirt, des- rei Hauptaxen mit den drei magnetischen Hauptaxen des Moleküls imenfallen und dessen Axen a, b, c gegeben sind durch die Gleichun-

$$a = \frac{1}{\sqrt{A}}, \quad b = \frac{1}{\sqrt{B}}, \quad c = \frac{1}{\sqrt{C}}.$$

Wirkt dann die magneti- le Kraft in der Richtung irgend eines der Radii vectores r des Ellip- s, so ist die Grösse des auf diese Richtung projectirten magnetischen entes M des Moleküls gegeben durch den Werth $M = F^2 \frac{1}{r^2}$.

Das Hüfsellipsoid hat zwei Kreisschnitte, deren Ebenen durch seine ere Axe b gehen und gegen die Ebene der Axen a und c ge-

neigt sind um einen Winkel ϑ . Derselbe ist bestimmt durch die Gleichung:

$$\sin \vartheta = \frac{c}{b} \sqrt{\frac{a^2 - b^2}{a^2 - c^2}} = \sqrt{\frac{B - A}{C - A}} = \frac{T_B}{T_C} = \sqrt{\frac{\gamma}{\beta}}.$$

Wirkt die magnetisierende Kraft auf das Molekül in der Richtung irgend eines der Radii vectores der Kreisschnitte, so bleibt das in derselben Richtung erzeugte magnetische oder diamagnetische Moment die ganzen Kreisschnitte dasselbe. Ist daher das Molekül um einen Kreisschnitt des Halfsellipsoides senkrechte Axe drehbar, so in jeder Stellung im Gleichgewicht. Diese Axe ist eine magnetische Axe des Moleküls, deren Lage durch das Verhältniss der Constanten A, B, C bedingt ist. Der Winkel ω zwischen den magnetischen und der Axe der grössten Induction ist gegeben durch die Gleichung

$$\cos \omega = \sin \vartheta = \frac{T_B}{T_C} = \sqrt{\frac{\gamma}{\beta}}$$

oder:

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{T_C}{T_A} = \sqrt{\frac{\alpha}{\gamma}}.$$

Die Schwingungsdauer um irgend eine Axe, welche mit den magnetischen Axen den Winkel ψ und ψ_1 macht, ergibt sich ferner:

$$T^2 = T_B^2 \cdot \sin \psi \cdot \sin \psi_1.$$

Eine aus dem krystallisirten Körper geschliffene, grössere Kugel hält sich ganz wie das betrachtete Molekül, da auch in ihr das Trägheitsmoment nach allen Richtungen dasselbe ist.

Hätte man die Kugel an einem Faden zwischen den Magnetpolen aufgehängt, dass nach einander ihre drei Axen vertical stehen, und mal die Torsionswinkel α', β', γ' bestimmt, welche erforderlich sind, um sie um gleich viel Grade aus ihrer durch die magnetischen Kräfte bedingten Gleichgewichtslage hinauszudrehen, so würden sich die Winkel $\alpha' : \beta' : \gamma'$ wie die jedesmaligen, auf die Kugel ausgeübten Drehungsmomente α, β, γ verhalten, d. i.:

$$\alpha' : \beta' : \gamma' = (B - C) : (A - C) : (A - B).$$

Daraus fände sich dann der Winkel ω zwischen den magnetischen und der Axe der grössten Induction direct durch die Gleichung:

$$\cos \omega = \sin \vartheta = \sqrt{\frac{B - A}{C - A}} = \sqrt{\frac{\gamma'}{\beta'}}, \operatorname{tg} \vartheta = \sqrt{\frac{\gamma'}{\alpha'}}.$$

Es ist dies eine von Plücker angegebene, einfache Methode, den Winkel ω zu bestimmen.

Bei einaxigen Krystallen sind entweder die Werthe der magnetischen Induction $A = B$, wo dann die der Axe der Symmetrie entsprechende

duction $C < A = B$, und der Krystall negativ ist, oder es ist $B = C$, oder dann $A > B = C$, und die Induction in der Axe der Symmetrie im Maximum, der Krystall positiv ist. Die magnetischen Axen fallen in diesem Fall mit der Symmetrieaxe zusammen. Das Hülfsellipsoid wird ein Rotationsellipsoid. Ist die Schwingungsdauer einer aus dem Krystall gelassenen Kugel, deren Drehungsaxe senkrecht auf der Symmetrieaxe steht, gleich T_0 , so ist die Schwingungsdauer um eine gegen die letztere um den Winkel ψ geneigte Drehungsaxe:

$$T = T_0 \sin \psi.$$

Ganz dieselben Formeln hat Plücker abgeleitet, indem er sich die Moleküle der Krystalle als ungleichaxige Ellipsoide vorstellt, welche, wie Ellipsoide von Eisen, durch äussere magnetisirende Kräfte magnetisirt sind, und in welchen die einzelnen Theile polarisirend auf einander einwirken. Bei diamagnetischen Körpern sollte nur die Richtung der Polarität die entgegengesetzte sein. — Indess erkennt Plücker selbst an, dass die der obigen Rechnung zu Grunde liegenden, von Thomson¹⁾ währenden, einfacheren Principien der Natur völlig entsprechen.

Die Richtigkeit der vorher aufgestellten Formeln hat Plücker für **637** einen Krystall mit drei ungleichen Inductionsaxen an einer Kugel von oxalsaurem Kupferoxyd von $0,39''$ (10^{mm}) Durchmesser geprüft, welche zwischen den zugespitzten, in einem Abstand von $1,58''$ (43^{mm}) voneinander befindlichen Enden der Halbanker seines Magnetes aufhängte. Bei der Bestimmung der Lage der magnetischen Hauptaxen (vgl. §. 624) wurden die Schwingungszahlen bestimmt, während der Krystall um die eine oder andere Axe oscillirte. Es ergab sich bei zwei verschiedenen Orientirungen des den Magnet erregenden Stromes:

$$\text{I. } \frac{1}{T_A} = 23, \quad \frac{1}{T_B} = 53, \quad \frac{1}{T_C} = 49.$$

$$\text{II. } \frac{1}{T_A} = 31\frac{1}{2}, \quad \frac{1}{T_B} = 73, \quad \frac{1}{T_C} = 67.$$

Daher erhält man:

$$\text{I. } \frac{1}{T_A^2} + \frac{1}{T_C^2} = 2918, \quad \frac{1}{T_B^2} = 2809.$$

$$\text{II. } \frac{1}{T_A^2} + \frac{1}{T_C^2} = 5166, \quad \frac{1}{T_B^2} = 5329.$$

Der halbe Winkel zwischen den magnetischen Axen ergibt sich nach $\omega = 25,8$, während er nach directer Beobachtung der Lagen, denen der Krystall ein indifferentes Gleichgewicht zeigte, gleich $23\frac{1}{2}^\circ$ — Auch bei anderen Lagen des Krystalles bestätigt sich die Theorie.

¹⁾ W. Thomson, Phil. Mag. [4] Vol. I, p. 177. 1851*; Plücker, Phil. Trans. Vol. II, p. 570*.

Als ebenso eine Kugel von Eisenvitriol so aufgehängt wurde die Hauptaxe dieses als magnetisch einaxig zu betrachtenden Krystalls in der horizontalen Schwingungsebene sich befand, dann gegen um 45° gehoben oder gesenkt war, ergaben sich die Schwingungsdauern in beiden Fällen in je 20 Sekunden $T_0 = 62,8$, $T = 45$. Es ist $T = 0,715 T_0$, während der Coëfficient von T_0 gleich $\sin 45^\circ = 0,707$ sein müsste. — Auch an einer Kugel von Wismuth bestätigten sich dieselben Resultate. Dieselbe wurde, wie die Kugel von Eisenvitriol, auf einem Faden und der sie tragende Faden jedesmal um einen bestimmten Winkel gedreht, bis die Kugel aus ihrer Gleichgewichtslage um 180° umgedreht war. Die Drehungen des Fadens bei beiden Aufhängungen der Kugel (die Axe horizontal hing oder um 45° gegen die Horizontalebene) standen im Verhältniss von 1 : 0,498. Es ist aber ersichtlich, dass die Drehungsmomente, welche die Kugel bei gleichen Ablenkungen ihrer Gleichgewichtslage unter dem Einfluss der Magnetpole in ihre ursprüngliche Lage zurückzuführen, sich wie $1 : \cos^2 45^\circ = 1 : 0,5$ verhalten müssten.

638 Directe Messungen über die verschieden starke Anziehung und Abstossung der einaxigen Krystalle von den Magnetpolen nach verschiedener Richtung sind von Tyndall ¹⁾ angestellt worden.

Er benutzte hierzu den §. 576 beschriebenen Apparat, durch den das Gesetz der Abnahme der magnetischen Wirkung mit der Entfernung bestimmt hatte. Es wurden auf das Ende des Hebels Kugeln und Würfel von verschiedenen Krystallen in verschiedenen Lagen angebracht und ihre Anziehungen oder Abstossungen durch die Magnetpole der Torsion T des den Hebel tragenden Fadens gemessen. Vor die Pole der Magnetstäbe wurde feines Bristolpapier oder eine dünne Glasplatte gelegt. Der Magnetismus oder Diamagnetismus der Krystalle wurde dann dem Werth \sqrt{T} proportional gesetzt. Bezeichnet i die Intensität des den Magnetpolen zugehenden Stromes, so ergab sich unter Anderem für eine Kugel von Spath-eisenstein:

1) Die Krystallaxe parallel der Magnetaxe:

$i = 0,268$	0,364	0,466	0,577
$\sqrt{T} = 6,56$	8,94	11,36	14,14
$25,5 i = 6,57$	8,91	11,42	14,14.

2) Die Krystallaxe senkrecht gegen die Magnetaxe:

$i = 0,268$	0,364	0,466	0,577
$\sqrt{T} = 5,52$	7,48	9,62	11,44
$20,7 i = 5,55$	7,53	9,64	11,94.

¹⁾ Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 400. 1851*.

Der Magnetismus des Krystalles nimmt also in beiden Lagen proportional der Stromintensität zu. Er ist aber im Verhältniss von 20,7 : 25,5 stärker, wenn die Krystallaxe axial steht, als wenn sie äquatorial steht. Bei freier Aufhängung der Kugel wird daher, wie nach §. 617 bekannt ist, die Axe von den Magnetpolen angezogen.

Bei Kalkspathkugeln ergab sich dagegen die Abstossung im Mittel:

- | | |
|--|-------|
| 1) die optische Axe der Axe der Magnetstäbe parallel . . . | 55 |
| 2) " " " senkrecht gegen dieselbe | 49,5. |

Es ist also, wie beim Spatheisenstein die Anziehung, so hier die Abstossung in der Richtung der Hauptaxe grösser, als in der darauf senkrechten Richtung des Krystalles. Bei freier Aufhängung würde sich also, wie in §. 618, die Hauptaxe des Kalkspaths äquatorial stellen.

Bei einem Würfel von Eisenvitriol ergab sich: Anziehung

- | | |
|---|-------|
| 1) die bei freier Aufhängung des Würfels zwischen den Magnetpolen axiale Linie in der Axe der Magnetstäbe | 41,5 |
| 2) dieselbe Linie senkrecht gegen die Axe der Magnetstäbe . . . | 35,4; |

bei einem Wismuthwürfel betrug die Abstossung:

- | | |
|---|------|
| 1) Die Spaltungsebene parallel den Axen der Magnetstäbe . . . | 153 |
| 2) " " " senkrecht auf den Axen der Magnetstäbe | 110. |

Wismuthwürfel, die aus einem in einer Richtung zusammengepressten Cylinder von Wismuthpulver geschnitten waren, welches mit Gummiwasser angemacht war, zeigten ganz analog eine grössere Abstossung, wenn die Linie der Compression parallel der Axe der Magnetstäbe lag, als wenn sie senkrecht gegen dieselbe stand. Das Umgekehrte zeigten in gleicher Weise präparirte Würfel von Spatheisensteinpulver. Auch die §. 622 erwähnten, zusammengepressten Würfel aus einem Wismuthkrystall ergaben bei diesem Verfahren eine stärkere Abstossung, wenn die Richtung ihrer Pressung mit der Magnetaxe zusammenfiel, als wenn sie senkrecht gegen dieselbe stand. — Ganz analog verhielten sich Würfel aus diamagnetischem Wachs und aus diamagnetischer Brotkrume, welche vorher in einer Richtung zusammengepresst waren.

Hankel¹⁾ hat die diamagnetische Abstossung nach verschiedenen Richtungen hauptsächlich an einem Cylinder von Wismuth von 18^{mm} Länge und 8,4^{mm} Durchmesser bestimmt, der aus einem krystallinischen Stück vermittelt des Drehstahls gedreht worden war, und in dem die Hauptspaltungsrichtung der Axe parallel lag. Derselbe wurde mit seiner Axe in verticaler Lage zwischen zwei über einander befindlichen Spitzen in einer Gabel eingeklemmt, welche an dem einen Ende des

¹⁾ Hankel, Math.-phys. Berichte der K. Sächs. Gesellsch. der Wissensch. 1851, S. 99^t.

einen, 128^{mm} langen Arms des Hebels einer Drehwage befestigt war. Der andere Arm des Hebels war durch ein Gegengewicht belastet und daselbst ein Spiegel befestigt, dessen Ebene auf der Axe des Arms senkrecht stand. Seine Stellung wurde mittelst Fernrohr und Scala abgelesen. Ueber dem Cylinder befand sich eine horizontale, getheilte Messingscheibe von 26^{mm} Durchmesser, mit welcher der Cylinder um seine Axe gedreht werden konnte. Vor demselben wurde in einer gegen den Arm der Drehwage senkrechten Lage horizontal ein aus zwei Lamellen bestehender Stahlmagnet hingelegt. Es erfolgte eine Abstossung oder auch Anziehung G , die je nach der Lage des Cylinders verschieden stark war und den Hebel der Wage um eine verschiedene Anzahl Grade ablenkte. Wurde der Wismuthcylinder aber an einem Coconfaden unten an den Hebel der Drehwage gehängt, so dass der Magnet nur auf den Arm mit der Messingscheibe wirkte, so fand eine Anziehung und Annäherung des Arms an den Magnet um eine Anzahl Grade — g statt, welche bei verschiedenen Drehungen der Messingscheibe um ihre Axe bestimmt wurde. Die Differenz beider Werthe G und g giebt die Abstossung a des Wismuthcylinders allein. Als Mittel von je vier Versuchen, bei denen der Wismuthcylinder um eine bestimmte Anzahl Grade nach rechts und links von der Lage aus gedreht wurde, bei der seine Spaltungsebene auf der Magnetaxe senkrecht stand, ergab sich die Abstossung:

Neigung der Normale auf die Spaltungsebene gegen die Magnetaxe φ	Abstossung a	
	beobachtet	berechnet
$\pm 15^\circ$	94,1	93,7
$\pm 45^\circ$	113,3	113,3
$\pm 75^\circ$	132,4	133,0

Die berechneten Werthe sind nach der Formel $a = 90,7 + 45,3 \sin^2 \varphi$ erhalten, dass also die Abstossung im Minimum ist, wenn die Spaltungsebene des Wismuths auf der Magnetaxe senkrecht steht und mit dem Quadrat des Sinus ihrer Drehung nach beiden Seiten zunimmt. Das Verhältniss des Minimums und Maximums der Abstossung ergibt sich wie 0,67 : 1.

640

Würde man diese Versuche in der Weise anstellen, dass die Krystalle statt in Luft, in einer Flüssigkeit sich befinden, so würde man dieselbe so wählen können, dass die Anziehung oder Abstossung der Krystalle deren Masse magnetisch oder diamagnetisch ist, bei der einen Stellung kleiner, bei der anderen grösser wäre, als die Anziehung oder Abstossung der verdrängten Flüssigkeit, so dass in dieser Flüssigkeit ein Krystall von magnetischer Masse in der einen Lage, in der er weniger vom Magnet afficirt wird, abgestossen, in der anderen Lage aber angezogen würde; ein Krystall von diamagnetischer Masse in der ersteren Lage angezogen, in der zweiten abgestossen würde. Um hierzu Krystalle, welche

sich in Wasser und den Salzlösungen auflösen würden, verwenden zu können, tauchte sie Faraday¹⁾ zuerst in geschmolzenes Wachs, zog sie heraus und liess sie erkalten. Diese Krystalle wurden in verschiedenen Lagen an dem einen Arm des Hebels der Drehwaage befestigt, welcher für diese Versuche vertical nach unten gebogen war, und so in der Luft und in verschiedenen Flüssigkeiten vor dem Pol eines Magnetes untersucht. Namentlich Krystalle von rothem Cyaneisenkalium, welche in Wasser von den Magnetpolen angezogen, in concentrirter Eisenvitriollösung abgestossen werden, eignen sich zu diesen Versuchen. Lag bei den untersuchten Krystallen die magnetische Axe axial, so wurden sie in Eisenvitriollösung, die weniger als 11 Volumina der concentrirten Lösung auf 6 Volumina Wasser enthielt, angezogen. Lag die Axe der Krystalle äquatorial, so wurden sie in allen Lösungen abgestossen, die mehr als 18 Volumina der concentrirten Lösung auf 6 Volumina Wasser enthielt. In den zwischen den beiden genannten Lösungen stehenden Lösungen würden sie also in der ersten Lage angezogen, in der zweiten abgestossen worden sein; in einer Flüssigkeit, die 14 bis 15 Volumina der concentrirten Lösung und 6 Volumina Wasser enthielt, war die Anziehung in der einen Lage etwa ebenso gross wie die Abstossung in der anderen. Da die Masse des Kalkspathes im Alkohol von den Magnetpolen angezogen, in Eisenchlorürlösung angezogen wird, würde man auch aus Alkohol und letzterer Flüssigkeit eine Mischung herstellen können, in der der Kalkspath in der einen Lage von dem Magnetpol angezogen, in der anderen abgestossen wird.

Es ist indess einleuchtend, dass die Magnekrystallkraft, mit welcher 641
eine aus einem ungleichaxigen Krystall geschliffene, in ihrem Schwerpunkt befestigte und um denselben drehbare, kreisförmige Scheibe oder Kugel in einer bestimmten Richtung sich zwischen den Magnetpolen einstellt, nicht dadurch geändert werden kann, dass man die Scheibe oder Kugel, statt im luftleeren Raume, in verschiedenen gasförmigen oder flüssigen Medien aufhängt, welche magnetischer oder diamagnetischer sind, als die Masse des Krystalles, vorausgesetzt, dass die Moleküle der Krystalle nicht magnetisirend auf einander einwirken und sich durch das umgebende Medium die Vertheilung des Magnetismus in den Krystallen nicht ändert. Die Krystalle werden sich verhalten, wie eine Kugel von Stahl, welche ein permanentes magnetisches Moment in der Richtung eines Durchmessers erhalten hat. Dies hat Faraday²⁾ auch durch das Experiment bewiesen, indem er Prismen aus verschiedenen Krystallen schnitt, sie an einem Faden zwischen die Magnetpole hängte, und nun, sowohl während das Krystallprisma in der Luft, wie auch in Flüssig-

Bd. ¹⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. XXX, 1855*; Phil. Trans. 1856, p. 159*; Pogg. Ann. C, S. 111 u. 439. 1857*. — ²⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. XXII, §. 2498, 1848*; Ser. XXX, §. 3368 u. figde.*

keiten schwebte, die Drehung des Fadens bestimmte, welche erforderlich war, um den Krystall aus seiner durch die magnetische Einwirkung bedingten Lage soweit zu drehen, dass er eine neue Gleichgewichtslage annahm, in welcher er um 180° gegen die erste Lage sich umgewendet hatte. Durch Drehen des Fadens in dem einen und anderen Sinne konnten die Fehlerquellen eliminirt werden. Auch wurde vor dem Versuch der Faden so eingestellt, dass der Krystall während der Einwirkung des Magnetes dieselbe Ruhelage beibehielt, wie vor derselben, der Faden also hierbei nicht gedreht wurde.

So ergab sich die zum Umschlagen des Krystalls erforderliche Torsion unter Anderem:

	Wismuth, achteckiges Prisma, Magnekrystallaxe horizontal.	Turmalin, quadratisches Stück aus einem Prisma, die Axe horizontal.	Spatheisenstein, achteckiges Prisma, die Magnekrystallaxe horizontal.
Luft	2250 ⁰	1070	543
Alkohol	2269 ⁰	1081	—
Wasser	2230 ⁰	1082	542
Concentrirte Lösung von Eisenvitriol	2234 ⁰	1081	542

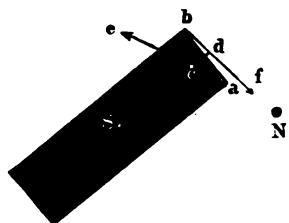
Ganz ebenso verhielt sich ein Krystall von Blutlaugensalz in Luft und Camphin, wo die Torsionen 314 und 316, und das Wismuthprisma in Wasser und geschmolzenem Phosphor von 70°C ., wo die Torsionen 1945⁰ und 1950⁰ betragen.

642 Sind die auf die einzelnen Punkte eines Krystalles wirkenden magnetischen Kräfte nicht gleich gross, so compliciren sich die Erscheinungen. Wir wollen hier nur beispielsweise einen Fall betrachten und dabei nur die in der Richtung der stärksten Induction erzeugte Polarität berücksichtigen.

Es sei AB (Fig. 256) ein Wismuthstab, in welchem die Richtung der stärksten diamagnetischen Induction auf seiner Axe senkrecht stehe, so dass er sich in dem gleichartigen Magnetfeld mit letzterer axial einstellt. Derselbe sei vor dem zugespitzten Magnetpole N im Punkte S so aufgehängt, dass er in der Horizontalebene schwingen kann. Die einzelnen Moleküle des Stabes werden in der Richtung ab Polarität erhalten. Auf ihre Pole wirken dann von N aus Kräfte, wie ae und bf . Man verlege dieselben nach den Punkten c und d der Axe des Stabes und zerlege sie dann in je zwei Componenten, von denen die einen mit der Axe $S\zeta$ zusammenfallen und so auf den Stab kein Drehungsmoment

ausüben, die anderen auf Sc senkrecht stehen. Nimmt nun der Magnetismus sehr schnell von den Polen an ab, so dass ae viel grösser als

Fig. 256.



bf ist, so kann es kommen, dass das Product der in c angreifenden, auf Sc senkrechten Componente von ce mit dem Hebelarm Sc grösser ist, als das Product der entsprechenden, an d angreifenden Componente von bf mit Sd . Der Stab wird auf diese Weise, entgegen dem Verhalten im gleichartigen Magnetfeld, mit seiner Längsrichtung in die äquatoriale Lage getrieben, wie wenn seine Masse als solche abgestossen würde. — Entfernt man den Magnetpol

von dem Stab oder hebt denselben über seine Ebene empor, so nimmt in der weiteren Entfernung die auf die einzelnen Theile des Stabes wirkende Kraft nicht mehr so schnell ab; die Kräfte ae und bf werden mehr und mehr einander gleich, und der Stab erhält durch sie ein Drehungsmoment, welches ihn mit seiner Axe Sc in die axiale Lage überführt.

Diese Aenderung der Einstellung hat Tyndall¹⁾ auch experimentell verfolgt, indem er über, unter und zwischen die zugespitzten Halbanker eines Elektromagnetes Stäbchen von krystallinischen, magnetischen und diamagnetischen Stoffen hängte. 643

Bei allen diesen Körpern war die Längsrichtung des zwischen die Magnetpole gebrachten Stückes so gewählt, dass die durch die molekulare Structur bedingte Einstellung der durch die Gestalt bedingten entgegenwirkte.

Bei allen Körpern, deren Masse diamagnetisch war, stellte sich die Längsrichtung des horizontalen Querschnittes zwischen den Polen äquatorial, darüber und darunter axial, so bei Weinsäure, Wismuth, Citronensäure, Salpeter, Schwerspath u. s. w., dagegen bei allen magnetischen Körpern zwischen den Polen axial, darüber und darunter äquatorial, so bei Kaliumeisencyanid, Beryll, Eisenvitriol, Spatheisenstein, Turmalin, schwefelsaurem Nickeloxydul u. s. w.

In Folge dieser und ähnlicher Versuche glaubte man früher, die in den verschiedenen Richtungen in den Krystallen wirkende Magnekrystallkraft von den auf ihre Masse wirkenden magnetischen Kräften unterscheiden zu dürfen, und nahm an, dass die Magnekrystallkraft mit der Entfernung von den Polen langsamer abnehme als die letzteren Kräfte; eine Vermuthung, die durch obige Erklärung beseitigt wird.

Wollte man die Vorstellung eines magnetischen Mediums beibehalten, in welchem alle mehr oder weniger magnetische Körper nur durch 644

¹⁾ Tyndall, Phil. Trans. 1855, p. 1*; Phil. Mag. [4] Vol. X, p. 162*.

die Differenzwirkung polar würden und sich einstellen (vgl. §. 571), so würde sich daraus für das Verhalten eines Körpers, der in einer Richtung, sei es durch krystallinische Structur oder Zusammenpressung, dichter wäre, als in den übrigen, folgende Betrachtung ergeben. Möchte nun die Masse des Körpers sich in dem umgebenden Medium magnetisch oder diamagnetisch verhalten, d. h. stärker oder schwächer magnetisch sein als dasselbe, so müsste stets der Magnetismus des Körpers durch die Verdichtung in gleichem Sinne sich ändern, also stets, sowohl bei magnetischen, wie diamagnetischen Körpern der Magnetismus zunehmen, oder, was dasselbe wäre, der Diamagnetismus abnehmen, oder in beiden Fällen das Umgekehrte eintreten. — Der Versuch zeigt im Gegentheil, dass der Magnetismus der magnetischen und auch der Diamagnetismus der diamagnetischen Körper durch die Pressung zunimmt. — Man müsste dann also, um obige Vorstellung noch beibehalten zu können, die complicirtere Annahme machen, dass in den Körpern neben ihrer magnetischen Masse auch noch das magnetische Medium enthalten wäre, und dieses Medium bei der Pressung durch die Massentheile selbst verdrängt würde. Bei den magnetischen Körpern würde die stärker, bei den diamagnetischen die schwächer magnetische Masse an die Stelle dieses Mediums kommen, und so würde der Magnetismus, wie der Diamagnetismus in der Richtung der Pressung vermehrt werden ¹⁾.

645 Plücker ²⁾ hat untersucht, ob nicht der Magnetismus auf die Krystallbildung einen Einfluss haben könne. Er goss in eine runde, zwischen den Polen eines Elektromagnetes stehende Porzellanschale von 20^{mm} Durchmesser, welche in einem Sandbade erwärmt war, geschmolzenes Wismuth und liess dasselbe langsam erkalten. Auf der erstarrten Masse wurde die äquatoriale Richtung durch eine Linie bezeichnet. Wurde dieselbe nun für sich zwischen den Polspitzen horizontal aufgehängt, so stellte sich jene äquatoriale Linie wieder äquatorial ein. Wismuth, welches in länglichen Höhlungen von etwa 12^{mm} Länge und 6^{mm} Breite auf einem Stück Holzkohle zwischen den Polen des Magnetes in der Lage erstarrt war, dass die grössere Ausdehnung der erstarrten Masse in der axialen Lage sich befand, nahm gleichfalls beim freien Aufhängen dieselbe Stellung ein, die es beim Erstarren innehatte. — Aehnliche entsprechende Versuche hat auch der Verfasser ³⁾ angestellt. — Indess ist zu untersuchen, ob nicht etwa die hierbei verwendeten Wismuthmassen geringe Spuren Eisen enthielten, welche durch die magnetische Anziehung in der geschmolzenen Masse sich gegen die Magnetpole hinzogen und beim Aufhängen der erstarrten Masse ihre Einstellung be-

¹⁾ Vgl. Tyndall, Phil. Mag. [4] Vol. IX, p. 205. 1855*; W. Thomson, *ibid.* p. 290*; auch Williamson, *ibid.* p. 541*; Hirst, *ibid.* Vol. X, p. 442*. — ²⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 584. 1849*. — ³⁾ Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 537. 1849*.

dingten. Faraday ¹⁾ hat in dieser Beziehung nur negative Resultate gefunden.

v. Quintus Icilius ²⁾ hat sogar nachzuweisen gesucht, dass das Wismuth beim Erstarren zwischen den Magnetpolen eine dauernde diamagnetische Polarität annimmt.

In einer kleinen Porzellanschale wurden 274 Grm. käufliches Wismuth über Kohlenfeuer geschmolzen. Die Schale wurde sodann zwischen die Pole eines erregten Elektromagnetes gebracht. Nachdem sie fast bis zur Temperatur der umgebenden Luft abgekühlt war, wurde der den Magnet erregende Strom geöffnet. Das aus der Schale herausgenommene, erstarrte Wismuthstück wurde auf einem runden Holzklotz befestigt, welcher zwischen den Polen eines, mit einem Planspiegel versehenen, an einem Drath horizontal aufgehängten hufeisenförmigen Stahlmagnetes stand und durch einen Schnurlauf um eine verticale Axe hin und her gedreht werden konnte. Geschahen die Drehungen abwechselnd nach entgegengesetzten Richtungen, gleichzeitig mit den Schwingungen des Magnetes, so konnte derselbe in lebhaftere Oscillationen versetzt oder, wenn die Drehungen zu denselben Zeiten in entgegengesetzter Richtung erfolgten, wieder zur Ruhe gebracht werden. Die Bewegungen des Magnetes zeigten, dass das Wismuthstück eine solche Polarität angenommen hatte, dass an der Seite desselben, welche beim Erstarren dem Nordpol des Elektromagnetes zugekehrt war, ein Südpol, an der entgegengesetzten Seite ein Nordpol entstanden war; gerade wie dies in einem Stahlstab der Fall sein würde.

Wurde das Wismuthstück nach dem Erstarren in entgegengesetzter Lage zwischen die Magnetpole gebracht, so nahm seine Polarität sehr wenig ab und kehrte sich in keiner Weise um.

Obgleich das Wismuth käufliches, d. h. eisenhaltig war, so schliesst doch v. Quintus Icilius, dass die Polarität desselben nicht auf dem Eisengehalt beruhe, sondern durch Inductionsströme, ähnlich wie die diamagnetische Polarität, bedingt sei. Die Entstehung derselben erklärt er folgendermaassen: In einem festen Stück Wismuth werden zwischen den Magnetpolen Molekularströme inducirt, welche in festen, um die Wismuthmoleküle laufenden Bahnen circuliren, aber im Allgemeinen denen im Magnet entgegengerichtet sind. Dieselben dauern beharrlich an. Wären die Moleküle frei beweglich, so würden sie sich umkehren, so dass die Bahnen der Molekularströme den Bahnen der Molekularströme im Magnet parallel und die Molekularströme im Wismuth und Magnet selbst gleichgerichtet würden. Dies tritt erst ein, wenn das Wismuth geschmolzen wird. Bei der jetzt erfolgenden Umkehrung der Moleküle werden aber durch den Magnet wiederum in ihnen Ströme inducirt, welche den zuerst in ihnen inducirten entgegengesetzt gerichtet sind und sie daher

¹⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. XXII, §. 2502 u. figde. 1848.* — ²⁾ v. Quintus Icilius, Gött. Nachr. 1860, S. 296*.

aufheben. Bei dem Erstarren bleiben die Moleküle in ihrer Lage. Wird aber dann der den Magnet erregende Strom geöffnet, so werden wiederum in denselben Molekularströme inducirt, die denen im Magnet gleichgerichtet sind und daher bei ihrem Beharren die dauernde Polarität des Wismuths erzeugen. — Immerhin könnte man aber auch noch annehmen, dass die im käuflichen Wismuth vorhandenen Eisenmoleküle beim Schmelzen desselben leicht beweglich werden und nun durch den Einfluss des Magnetes sich richten. Erstarrte die Wismuthmasse, so würden dabei die Eisenmoleküle in ihren magnetischen Lagen fixirt, so dass selbst eine entgegengesetzte magnetische Einwirkung sie nicht leicht aus derselben entfernen könnte. So behielte die Wismuthmasse dauernd ihre erste, beim Schmelzen erlangte Polarität.

V. Einfluss der Wärme auf das magnetische und diamagnetische Verhalten der Körper.

646 Wir haben schon §. 521 u. fgde. angeführt, dass der temporäre Magnetismus des Eisens, Nickels und Kobalts beim Erhitzen nur bis zu einem bestimmten Grade wächst, dann aber wieder abnimmt. Man kann dieses auch zeigen, indem man zwischen die Pole des Magnetes Eisen- und Nickelstäbchen in horizontaler Lage an einem dünnen, verticalen Platindrath befestigt, der an einem Coconfaden aufgehängt ist. Erhitzt man die Stäbchen durch eine Flamme bis zum Glühen, so verlängert sich die Dauer ihrer Schwingungen um die axiale Lage.

Die Oxyde des Eisens, Nickels und Kobalts, in gleicher Weise behandelt, indem man sie z. B. für sich oder in Glasröhrchen aufhängt, scheinen weniger an Magnetismus zu verlieren, als die Metalle selbst¹⁾.

Dieselben Resultate erhält man nach Plücker²⁾, wenn man die Substanzen in Glas- oder Metallschälchen erwärmt, sie so an eine Wage hängt und von den Magnetpolen abreisst. Durch ein in die Schälchen gesenktes Thermometer kann man die Temperatur der Körper bestimmen. — So nimmt der Magnetismus des Eisenoxydes von 30° bis etwa 300 bis 400° um 25 Proc. ab; Nickeloxydul verliert beim Erwärmen von niederen Temperaturen ab viel Magnetismus, bei höheren ändert sich derselbe mit weiterer Steigerung der Temperatur nur wenig.

Dass der Magnetismus m_t der Salze in ihren Lösungen bei verschiedenen Temperaturen t nahezu der Formel

$$m_t = m_0 (1 - 0,00325 t),$$

wo m_0 der Magnetismus bei 0°, entspreche, haben wir schon §. 592 erwähnt.

¹⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. XXI, §. 2343 u. fgde. 1846.* — ²⁾ Plücker, Pogg Ann. Bd. LXXIV, S. 370. 1848*; Bd. LXXV, S. 177. 1848*.

Bei diamagnetischen Körpern vermindert sich gleichfalls nach den Versuchen von Plücker mit Erhöhung der Temperatur der Diamagnetismus. Indess ist diese Abnahme nicht bei allen Stoffen dieselbe. Beim Stearin, Schwefel und Quecksilber ist die Aenderung des Diamagnetismus hierbei fast unmerklich; beim Wismuth nimmt derselbe beim Erwärmen von der Lufttemperatur bis zum Schmelzpunkt, nach Plücker, bis etwa auf den sechsten Theil ab. Nach Matteucci¹⁾ würde diese Abnahme noch bedeutender sein. Er brachte zwischen die Magnetpole ein Stäbchen von kaustischem Kalk, dessen eines Ende ausgehöhlt war. Eine Spur Kolkothar bewirkte, dass dieses Ende von den Magnetpolen angezogen wurde. Wurden in die Höhlung einige Grammen Wismuth gebracht, so wurde das Ende abgestossen; wurde das Wismuth geschmolzen, so ergab sich eine Anziehung, die indess wieder der Abstossung Platz machte, sobald das Wismuth erstarrte. — Der Schluss, welchen Matteucci hieraus zieht, dass der Diamagnetismus des Wismuths beim Schmelzen aufhört, scheint nicht ganz gerechtfertigt; derselbe braucht nur sehr stark vermindert zu sein.

Einige fernere Versuche über die Aenderung des Magnetismus mit der Temperatur wurden von Faraday²⁾ gemacht, indem er durch die Torsion des Fadens, welcher kleine, aus den Körpern geformte Stäbe zwischen den Magnetpolen trug, dieselben aus ihrer Gleichgewichtslage in die um 180° dagegen gedrehte Lage herumwarf.

Bei einem Spatheisensteinplättchen, dessen magnetische Axe vertical hing, und das in einem Oelbade zwischen den Magnetpolen erwärmt wurde, ergab sich zwischen 35° und 142° C. die Abnahme der magnetischen Kraft für 10° C. etwa $\frac{1}{30}$, also etwa wie bei den gelösten Salzen. Es ist indess hierbei zu berücksichtigen, dass der Diamagnetismus des Oeles, in welchem der Krystall hing, sich gleichfalls mit der Temperaturerhöhung geändert haben kann.

Beim Abkühlen vermehrt sich der temporäre Magnetismus der Stoffe wieder. Indess ist diese Zunahme beim Mangan und Chrom nicht merklich³⁾.

Da die Abnahme des Diamagnetismus mit der Temperaturerhöhung **647** geringer ist, als die Abnahme des Magnetismus, könnte man vermuthen, dass bei starker Erkältung unmagnetische und diamagnetische Körper temporären und permanenten Magnetismus annehmen könnten. Durch Abkühlung bis — 104° C. in einem Bade von fester Kohlensäure und Aether im Vacuum ist es indess Faraday⁴⁾ nicht gelungen, irgend einen diamagnetischen Stoff magnetisch zu machen.

Die verschieden starke Abnahme des Magnetismus und Diamagnetismus mit der Temperatur bei verschiedenen Körpern kann auch bewir-

1) Matteucci, Compt. Rend. T. XXXVI, p. 740. 1853*. — 2) Faraday, Exp. Res. Ser. XXX, §. 3421 u. Hgde. 1855*. — 3) Faraday, Phil. Mag. [3] Vol. XIV, p. 161. 1839*; Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 218*; Phil. Mag. [3] Vol. XXVII, p. 1. 1845*; Exp. Res. Vol. III, p. 444*; Pogg. Ann. Bd. LXV, S. 643*. — 4) Faraday, l. c.

ken, dass das magnetische Verhalten einzelner, aus magnetischen und diamagnetischen Substanzen gemengter Stoffe sich umkehrt. — So ist unreines, eisenhaltiges Quecksilber bei niederen Temperaturen magnetisch, bei höheren Temperaturen diamagnetisch ¹⁾, da der Magnetismus des in ihm enthaltenen Eisens mit der Erwärmung weit schneller abnimmt, als der Diamagnetismus des reinen Quecksilbers.

648

Auch bei den Gasen ändert die Temperaturerhöhung den Magnetismus. Dies zeigte Faraday ²⁾, indem er in ein Glasrohr eine kleine Spirale von Platindrath einlegte und durch einen galvanischen Strom zum Glühen brachte. Er leitete durch dieses Rohr verschiedene Gase zwischen die Pole eines Elektromagnetes und bestimmte die Richtung des heissen Gasstromes entweder durch das Gefühl mit dem Finger oder durch ein gewöhnliches Thermometer oder ein Breguet'sches Thermoskop, welches dem Ausströmungsrohr gegenübergestellt war, oder indem die Gase gegen eine dünne, mit Wachs überzogene Glimmerplatte strömten, und nun die Stelle beobachtet wurde, an der durch den Gasstrom das Wachs abschmolz. Die Gase strömten, wie bei den früheren Versuchen (§. 554), in einem Kasten aus, welcher die Pole des Magnetes überdeckte und meist mit demselben Gase gefüllt war, wie das aus dem Rohre strömende.

War z. B. der Kasten mit Luft gefüllt und liess man einen heissen Luftstrom von unten nach oben durch den Zwischenraum zwischen den Magnetpolen strömen, so wich er stets in äquatorialer Richtung ab. Während also das Wachs auf der Glimmerplatte vor der Erregung des Magnetes gerade über der Ausströmungsöffnung abschmolz, war die Stelle des Abschmelzens nach der Erregung des Magnetes in äquatorialer Richtung verschoben. Der Magnetismus der Luft nimmt also mit der Erwärmung ab.

Ein Kohlensäurestrom zeigte ebenfalls eine Ablenkung in äquatorialer Richtung; Stickstoff zeigte sich indifferent; Sauerstoff zeigte den Verlust an Magnetismus sehr bedeutend. — Ebenso nimmt bei ölbildendem Gase der Diamagnetismus mit der Temperaturerhöhung stark zu, bei Wasserstoff weniger.

649

Von besonderem Interesse ist der starke Diamagnetismus der Flamme und des Rauches, welcher erstere zuerst von Bancalari ³⁾ beobachtet worden ist. Es sind hierbei die Flamme und der Rauch als Gemenge von glühenden Gasen mit den in denselben ausgeschiedenen, gleichfalls glühenden, festen Körpern anzusehen ⁴⁾.

Lässt man von einer Räucherkerze oder einem Stück glimmender

1) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 379. 1848*. — 2) Faraday, Phil. Mag. [3] Vol. XXXI, p. 416. 1847*; Exp. Res. Vol. III, p. 485*; Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 256*; Exp. Res. Ser. XXVI, §. 2855. 1850*. — 3) Bancalari-Zantedeschi: Raccolta T. III; Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 286. 1848*. — 4) Faraday, Phil. Mag. [3] Vol. XXXI, p. 401. 1847*; Exp. Res. Vol. III, p. 467*.

erschwammes oder von einem mit Grünspan gefärbten und nach dem rein ausgeblasenen Wachsstock den Rauch zwischen den Magnetpolen hindurchgehen, so wird derselbe kaum aus seiner verticalen Richtung abgelenkt, wenn die Kerze oder der Schwamm mehrere Zoll unter Magnetpolen steht, der Rauch also schon kalt geworden ist. Er wird aber sogleich in äquatorialer Richtung aus der Verbindungslinie der Magnetpole herausgetrieben, wenn der glimmende Körper den Magnetpolen näher steht, so dass der zwischen sie kommende Rauch noch heiss ist. Der heisse Rauch ist also diamagnetischer als kalter.

Legt man zwei konische Halbanker auf den Elektromagnet und zwischen sie eine Kerzenflamme, so drückt sich dieselbe beim Magnetieren in axialer Richtung zusammen und dehnt sich in äquatorialer Richtung aus. Die Flamme verkürzt sich dabei in ihrer Höhe, brennt lebhaft, indem Luftströme von den Polen zur Flamme gehen.

Fig. 257 bis 260 stellen hierbei die verschiedenen Gestalten der

Fig. 257.



Fig. 258.



Formen einer Stearinkerze dar, wenn sie verschieden gegen die Magnetpole gestellt wird und letztere ihr mehr oder weniger genähert werden.

Fig. 259.



Fig. 260.



Bei Fig. 257 und 258 stehen die Polspitzen in 35^{mm} Abstand voneinander auf $\frac{1}{8}$ der Höhe der Flamme; Fig. 257 ist der äquatoriale, 258 der axiale Durchschnitt derselben; bei Fig. 259 stehen die Pole $\frac{1}{2}$ der Höhe, bei Fig. 260 dicht über dem Docht.

1) Faraday, l. c.

2) Ledemann, Galvanismus. II.

Steht die Flamme ganz über der Polfläche, so bewirkt diese Abstoßung an Stelle der Verbreiterung eine Verlängerung der Flamme nach oben ¹⁾. — In allen Fällen findet also eine diamagnetische Abstoßung der Flamme statt.

Eine grosse Flamme von Aether, welcher auf Baumwolle getropft ist, theilt sich, wenn sie zwischen die Magnetpole hinaufbrennt, in zwei ganz getrennte, auf beiden Seiten der axialen Linie liegende Theile.

Flammen von Schwefel, Phosphor, Alkohol, Wasserstoff verhalten sich ganz ebenso. Selbst auch die Flamme von Alkohol, die aus einem dick mit Eisentheilchen bestreuten Dochte herausbrennt und deshalb gelb gefärbt ist, zeigt dasselbe diamagnetische Verhalten ²⁾. Der Rauch von Magnesia, welcher von einem unter den Halbankern brennenden Magnesiumdrath aufsteigt, theilt sich ebenfalls sehr schön in der Aequatorialebene in eine Uförmige Gestalt ³⁾.

Bei einem schwachen Magnet kann man die Wirkung auf die Flamme in einer etwas veränderten Weise sehr gut zeigen. Man setzt auf die Polflächen Anker mit parallelepipedischen Flächen und nähert diese so, dass die Flächen in einem spitzen Winkel von etwa 15 Grad mit der einen senkrechten Kante nahe an einander treten. Die völlige Berührung hindert man durch ein zwischengelegtes Stück Messingblech. Lässt man eine Kerzenflamme zwischen den Flächen gerade in die Höhe brennen und schliesst den den Magnet erregenden Strom, so wird die Flamme in schräger Richtung aus dem Zwischenraum zwischen den Polflächen hinausgetrieben.

Wendet man durchbohrte Magnetpole an, zwischen die man die Flamme bringt, so ziehen sich neben der äquatorialen Ausbreitung auch wohl noch zwei Streifen von der Flamme in die Durchbohrungen hinein ⁴⁾.

651 Bei Erhöhung der Temperatur nimmt auch die Kraft, mit der sich die Krystalle zwischen den Magnetpolen einstellen, ab, sowohl wenn ihre Masse magnetisch, als auch wenn sie diamagnetisch ist. Es lässt sich dies gut an einem Wismuthkrystall zeigen. — Einige genauere Versuche hierüber hat Faraday ⁵⁾ angestellt, indem er, wie in §. 546, die Torsion des die Krystalle zwischen den Magnetpolen tragenden Fadens bestimmte, bei der dieselben um 180° umschlugen. Die Krystalle hingen dabei an einem Drath in einem Kupfercylinder von 1 1/2" Durchmesser und 3" Tiefe, der mit Camphin, Wasser oder Oel gefüllt war und in einen zwischen die Magnetpole gestellten, mit Oel oder mit Wasser gefüllten parallelepipedischen kupfernen Kasten eingesetzt wurde. Dieser Kasten wurde erhitzt und die Temperatur der Flüssigkeit bestimmt.

¹⁾ Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 559. 1848*. — ²⁾ Plücker, l. c. — ³⁾ Chautard, Compt. rend. T. LXIV, p. 1142. 1867*. — ⁴⁾ Faraday, l. c. — ⁵⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. XXII, §. 2570. 1848*; Ser. XXX, §. 3394 u. folgende. 1855.

So ergab sich die zum Umschlagen des Krystalls erforderliche Torsion des Fadens bei einem in Oel aufgehängten Wismuthkrystall:

Temperatur:	137° C.	115°	100°	90°	80°	65°	55°	45°	36° C.
Torsion:	82	87	105	109	119	138	145	160	175

Innerhalb der Grenzen der Versuche würde die Kraft etwa für 100° C. Temperaturerhöhung um 0,53 abnehmen. — Aehnliche Werthe ergab die Untersuchung eines anderen Krystalls in Wasser, und von Wismuth, welches in einer Richtung comprimirt war. — Ein Antimonkrystall verlor bei dunkler Rothglühhitze seine MagnekrySTALLkraft.

Beim Turmalin nimmt ebenso die Kraft der Einstellung mit der Temperaturerhöhung von -14° bis $+143^{\circ}$ C. etwa um 0,5 ab.

Ein Krystall von kohlensaurem Eisenoxydul verlor zwischen 0° und 138° C. etwa $\frac{2}{3}$ von seiner MagnekrySTALLkraft. Der Verlust war zwischen -14° und 0° etwa 4 Mal so gross, als bei einer gleichen Temperaturänderung zwischen 129° und 143° . — Es ist dies ein anderer Werth, als der §. 646 für die Aenderung des Magnetismus der Masse desselben Körpers mit der Temperaturerhöhung gefundene.

KrySTALLe von Doppelspath besitzen eine zu geringe MagnekrySTALLkraft, andere KrySTALLe zerspringen zu leicht, um bei diesen Untersuchungen benutzt zu werden.

Zweites Capitel

I. Drehung der Polarisationssebene des Lichtes und der Wärme durch den galvanischen Strom.

652 Umkreist ein galvanischer Strom einen durchsichtigen Körper oder befindet sich der Körper in der Nähe der Pole eines Magnetes, so wird der Durchgang des Lichtes durch denselben geändert. Diese Aenderung lässt sich durch eine Drehung der Polarisationssebene des Lichtes wahrnehmen. Sie ist zuerst von Faraday¹⁾ nachgewiesen worden.

Man legt eine etwa 100 bis 200^{mm} lange, an beiden Enden mit parallelen Glasplatten geschlossene Röhre, welche mit irgend einer Flüssigkeit, z. B. Wasser, Schwefelkohlenstoff, gefüllt ist, oder ein etwa 4 bis 8^{cm} langes, an seinen beiden Enden plangeschliffenes Prisma von Flintglas oder von Faraday's schwerem Glase (vgl. S. 668) in den inneren Raum einer Spirale von überspannenem Kupferdrath von etwa 1^{mm} Dicke, in welcher etwa 500 bis 600 Windungen des Drathes auf eine Röhre von Holz oder Pappe von etwa 5^{cm} Durchmesser aufgewunden sind. Man stellt vor das eine Ende dieser Röhre ein polarisirendes Nicol'sches Prisma an welches auf der Seite der Röhre eine Linse von etwa 30^{mm} Brennweite angebracht ist, vor die andere ein zweites, mit einer Alhidade versehenes, auf einem verticalen Kreise drehbares, analysirendes Nicol'sches Prisma. Man stellt beide Prismen so ein, dass ihre Polarisationssebenen einen Winkel von 90° mit einander machen. Lässt man von einer vor das polarisirende Prisma gestellten Lampe Licht durch die beiden Nicols und den dazwischen befindlichen durchsichtigen Körper fallen, so wird dasselbe in Folge der Stellung beider Prismen ausgelöscht: in der Mitte des Gesichtsfeldes des analysirenden Prismas erscheint ein dunkler Strich. Leitet man aber durch die Spirale einen Strom von starker Intensität, z. B. von 6 bis 8 Bunsen'schen Elementen, so ver-

¹⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. XIX, 1845*; vgl. in Bezug auf die Anstellung der Versuche auch R. Büttger, Pogg. Ann. Bd. LXVII, S. 290. 350. 1846*.

schwindet die Dunkelheit, und man muss das analysirende Prisma um einige Grade nach rechts oder links drehen, um den dunkeln Strich wieder in die Mitte des Gesichtsfeldes zu bringen. Es ist mithin die Polarisationssebene des, durch die Flüssigkeit hindurchgehenden, polarisirten Lichtstrahles um ebenso viele Grade nach rechts oder links gedreht worden, als man jenes analysirende Prisma herumdrehen musste. — Für den Beobachter zeigt sich, dass diese Drehung, wenigstens bei den genannten, sowie bei den meisten übrigen durchsichtigen Stoffen in derselben Richtung stattfindet, in welcher der galvanische Strom die Stoffe umkreist. Aendert man daher während des Versuches die Richtung des Stromes durch einen Gyrotrop, so entspricht die gesammte Drehung, welche man dem analysirenden Prisma geben muss, um wiederum das Licht auszulöschen, dem doppelten Drehungswinkel der Polarisationssebene durch den in der einen Richtung herumgeleiteten Strom.

Mit verhältnissmässig schwächeren Strömen kann man die Drehung 653 der Polarisationssebene durch den galvanischen Strom sehr deutlich wahrnehmen, wenn man sich an Stelle der genannten durchsichtigen Stoffe einer Flüssigkeit bedient, welche schon für sich die Polarisationssebene des Lichtes, und zwar für verschiedene Farben verschieden stark, dreht, z. B. der Zuckerlösung, des Terpentinöles. Man stellt vor dem Hindurchleiten des Stromes durch die Spirale das analysirende Nicol'sche Prisma so ein, dass man die Uebergangsfarbe (röthlich-blau) erblickt, und gerade noch der eine Rand des Gesichtsfeldes röthlich, der andere bläulich gefärbt ist. Beim Durchleiten des Stromes durch die Spirale ändert sich dann jene Farbe mehr ins Blaue oder mehr ins Rothe, und man kann durch Drehen des Prismas die Uebergangsfarbe wieder herstellen. — Auch bei nicht für sich drehenden Substanzen kann man diese Methode anwenden, wenn man den polarisirten Lichtstrahl erst durch eine dünne Bergkrystallplatte gehen lässt, welche senkrecht zur optischen Axe geschnitten ist, und ihn dann erst in den der Einwirkung des Stromes ausgesetzten Körper eintreten lässt. Durch die Krystallplatte wird die Polarisationssebene gedreht, und man beobachtet bei einer gewissen Einstellung des analysirenden Prismas die Uebergangsfarbe. Leitet man nun den Strom durch die Spirale, so wird die Polarisationssebene auch in dem durchsichtigen Körper noch weiter in dem einen oder anderen Sinne gedreht, und man bemerkt dies an der Aenderung der Uebergangsfarbe.

Noch besser stellt man zwischen das polarisirende Nicol'sche Prisma 654 und den dem Einfluss des Stromes unterworfenen Körper eine sogenannte „Doppelplatte“, d. i. eine Bergkrystallplatte, welche aus zwei neben einander gelegten, senkrecht zur optischen Axe geschnittenen Platten besteht, die die Polarisationssebene für eine bestimmte Farbe gleich stark nach rechts und links drehen¹⁾. Man erblickt dann beide Hälften

¹⁾ Pouillet, Compt. rend. T. XXII, p. 135. 1846*.

durch das analysirende Nicol, welches um 90° gegen das polarisirende gedreht ist, gleich gefärbt, z. B. in der Uebergangsfarbe. Schliesst man den um den durchsichtigen Körper geleiteten Strom, so addirt sich die dadurch bewirkte Drehung der Polarisationssebene in demselben zu der durch die eine Hälfte der Doppelplatte, und subtrahirt sich von der durch die andere Hälfte derselben bewirkten Drehung. Die Farben beider Hälften werden dadurch ungleich. Um dieselben wieder gleich herzustellen, muss man das analysirende Nicol um den Winkel zurückdrehen, um welchen durch den galvanischen Strom die Polarisationssebene gedreht worden ist. — Die Gleichheit der Farben kann man auch ohne Drehung des analysirenden Nicols durch einen Soleil'schen Compensator erreichen.

Schiebt man in die Spiralen, welche den durchsichtigen Körper enthalten, dünne Eisenröhren ein, so steigert sich die Drehung der Polarisationssebene; nimmt man die Eisenröhren dicker, so vermindert sie sich wieder¹⁾.

655 Auch durch die Einwirkung eines Magnetes kann die Polarisationssebene in den seiner Wirkung ausgesetzten Körpern gedreht werden. Zu diesem Ende legt man auf die beiden Pole eines recht starken Elektromagnetes zwei flache Prismen von Eisen als Halbanker auf und bringt zwischen dieselben den durchsichtigen Körper, „das Diamagneticum“, so dass seine obere Hälfte über die oberen Flächen der Anker hinausragt. Vor den Polflächen stellt man das polarisirende und analysirende Nicol'sche Prisma so auf, dass der von einer Lampe kommende, durch ersteres polarisirte Strahl dicht über den Polflächen in axialer Richtung durch den durchsichtigen Körper geht und in das analysirende Prisma gelangt²⁾.

Zweckmässiger, als bei dem angegebenen Verfahren, durchbohrt man die Anker des Magnetes in axialer Richtung und leitet den polarisirten Lichtstrahl durch jene Durchbohrungen und das zwischen die Anker gelegte Diamagneticum.

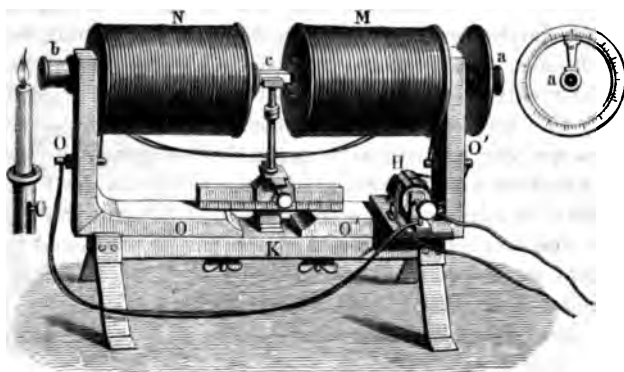
Beim Schliessen des den Magnet erregenden Stromes wird dann die Polarisationssebene des Lichtes in dem durchsichtigen Körper gedreht, was man in ganz gleicher Weise wie bei den §. 656 beschriebenen Versuchen beobachten kann. Die Richtung der Drehung entspricht vollständig den dort gemachten Angaben. Vergewärtigt man sich die Richtung der Ampère'schen Molekularströme in den dem Diamagneticum zunächst liegenden Ankerflächen, welche der Richtung eines um dieselben geleiteten Stromes entspricht, der ihren Magnetismus erzeugen könnte, so wird die Polarisationssebene in den meisten Fällen in demselben Sinne gedreht, in welchem jene Molekularströme fliessen. — Bei dem Wechsel der Richtung des magnetisirenden Stromes und also auch der Polarität

¹⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. XIX, §. 2209*. — ²⁾ Faraday, l. c.

des Magnetes ändert sich entsprechend die Richtung der Drehung der Polarisationssebene.

Sehr zweckmässig benutzt man zu diesen Versuchen einen Elektromagnet nach der Construction von Ruhmkorff (§. 261)¹⁾. Die horizontalen Arme dieses Magnetes werden in der Richtung ihrer Axe durchbohrt; vor die Oeffnung *b* (Fig. 261) der Durchbohrung des einen Armes

Fig. 261.



wird ein Nicol'sches Prisma als Polarisator gebracht, vor der entgegengesetzten Oeffnung *a* der Durchbohrung des anderen Armes wird ein zweites, um seine Axe drehbares, analysirendes Nicol'sches Prisma aufgestellt. Zweckmässig befestigt man dieses analysirende Nicol'sche Prisma vor dem Objectiv eines kleinen Fernrohres, mit dem es sich um die gemeinschaftliche Axe drehen lässt. Die Drehung wird durch einen, an dem Nicol'schen Prisma oder Fernrohr befestigten und auf einer festen Kreistheilung laufenden Nonius bis auf eine Minute genau gemessen. Vor das polarisirende Prisma stellt man eine enge Spalte und stellt das Fernrohr so ein, dass man die Spalte deutlich sieht. Legt man zwischen die Pole des Magnetes ein Stück Faraday'sches Glas, so zeigt sich bei der Magnetisirung des Magnetes die Drehung der Polarisationssebene des in der Richtung *ba* durch den Apparat hindurchgeleiteten Lichtstrahles sehr deutlich, und man kann leicht die zum Auftreten verschiedener Farben, z. B. der Uebergangsfarbe, erforderliche Drehung bestimmen oder bei Anwendung homogenen Lichtes die zur Auslöschung einer bestimmten Farbe nöthige Drehung des analysirenden Nicols von seiner um 90° gegen die Lage des polarisirenden Prismas geneigten Stellung aus messen.

Man kann die Drehung der Polarisationssebene des Lichtes durch den **Magnet** wesentlich verstärken, wenn man in dem, seiner Wirkung ausge-

¹⁾ Biot, Compt. rend. T. XXIII, p. 538. 1846*.

setzten Medium den Lichtstrahl öfter hin- und hergehen lässt. Zu dem Ende versilbert Faraday¹⁾ die parallelen, ebengeschliffenen Endflächen seines Prismas von schwerem Glase (Fig. 262)

Fig. 262.



und entfernt nur an zwei in der Diagonale des Prismas liegenden Stellen *a* und *b* dieser Flächen die Silberbelegung. Er legt dieses Prisma so zwischen die Magnetpole, dass die versilberten Endflächen desselben den Polen zugekehrt sind.

und lässt nun durch die eine der freien Stellen an den Endflächen, nahezu der Axe des Prismas parallel, einen polarisirten Lichtstrahl einfallen. Durch wiederholte Reflexionen an den versilberten Endflächen wird der Strahl gezwungen, 17- bis 19mal das Prisma zu durchlaufen, ehe er aus der freien Fläche der, der Eintrittsstelle gegenüberliegenden Seite des Prismas austritt und dort in das analysirende Prisma fällt. Da die Polarisationssebene des Lichtstrahles bei jedem Hingang und Hergang für einen Beobachter, der den austretenden Strahl durch das analysirende Prisma betrachtet, stets nach derselben Seite gedreht wird, so ist diese Drehung im vorliegenden Fall auch 17- bis 19 mal so gross, als wenn der Lichtstrahl nur direct durch das schwere Glasprisma hindurehgegangen wäre.

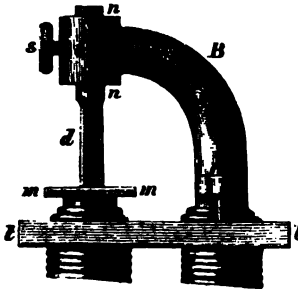
657

Es ist wohl zu beachten, dass in dieser Beziehung ein wesentlicher Unterschied besteht zwischen der Drehung der Polarisationssebene in einem zwischen den Polen des Magnetes befindlichen Körper und in Körpern, die für sich die Polarisationssebene drehen, wie Bergkrystall, Glasröhren voll Terpentinöl u. s. w. In letzteren wird die Polarisationssebene eines polarisirten Strahles stets in einem in Bezug auf die Fortpflanzungsrichtung des Lichtstrahles gleichbleibenden, constanten Sinne gedreht, so dass, von welcher Seite das Licht auch in den Körper einfällt, doch ein Beobachter an der gegenüberliegenden Seite die Polarisationssebene in demselben Sinne, z. B. nach rechts, gedreht findet. Wird aber die Drehung der Polarisationssebene zwischen den Magnetpolen hergestellt, so ist die Drehung durchaus unabhängig von der Richtung des Lichtstrahles und nur bedingt durch die Lage der Magnetpole. Geht also der Lichtstrahl vom Südpol zum Nordpol, so findet die Drehung bei den meisten Körpern stets, vom Nordpol aus betrachtet, entgegen der Richtung der Bewegung der Zeiger der Uhr statt, geht aber der Lichtstrahl umgekehrt, in entgegengesetzter Richtung. — Ganz ebenso verhält es sich, wenn die Drehung durch Einlegen der Substanzen in eine vom Strom durchflossene Spirale bewirkt wird. Auch hier richtet sie sich nur nach der Richtung des Stromes in den Windungen der letzteren und ist von der Fortpflanzungsrichtung des Lichtstrahles unabhängig.

¹⁾ Faraday, Phil. Mag. [3] Vol. XXIX, p. 153, 1846*; Exp. Res. Vol. III, p. 43*. Pogg. Ann. Bd. LXX, p. 283*.

Auch schon durch einen Magnetpol wird bei diesen Versuchen die Polarisationsebene gedreht, wie dies Bertin¹⁾ gezeigt hat, indem er einen Nörremberg'schen Polarisationsapparat mit seinem unteren, horizontalen Glasspiegel auf die horizontale Polfläche eines Elektromagnetes stellte und auf denselben ein Stück Faraday'schen Glases legte. Auch hierbei läuft der auf den Spiegel geworfene, polarisirte Lichtstrahl durch das Glas in doppelter Richtung, und bei der Magnetisirung des Magnetes erhält man eine bedeutende Drehung, die bei Bertin's Versuchen für eine 18^{mm}

Fig. 263.



dicke Glasplatte 10°, für eine 48^{mm} dicke 21° betrug. — Noch stärker wird bei diesem Versuch die Drehung, wenn man nach Müller²⁾ das Faraday'sche Glas *d* (Fig. 263) auf den Spiegel *mm* des Polarisationsapparates stellt, welcher auf dem einen Pol des Elektromagnetes liegt, und auf den zweiten Pol des Magnetes einen eisernen Bügel *B* schraubt, der gerade über dem Faraday'schen Glase *d* einen hohlen Eisencylinder *C* trägt. In diesem bewegt sich ein gleichfalls durchbohrtes eisernes Rohr von etwa 5^{mm} innerer Öff-

nung und 5^{mm} Wanddicke. Dasselbe wird bis auf das Glas *d* hinuntergeschoben und in dieser Lage durch die Schraube *s* festgehalten. Durch Holzschrauben wird der Bügel *B* an dem Brett *t* befestigt, so dass er in seiner Lage verbleibt. Ueber *n* befinden sich die übrigen Theile des Polarisationsapparates, die geneigte Glasplatte, durch welche das von der Seite kommende Licht in der Richtung von *n* auf *m* reflectirt wird, und durch die es nach der Reflexion zum darüber befindlichen analysirenden Prisma gelangt.

Liegt der durchsichtige Körper, statt auf einem Pole eines Elektromagnetes, neben demselben, so entspricht die Richtung der Drehung der Polarisationsebene stets der Richtung der Molekularströme, welche in einem an seine Stelle gebrachten Eisenstab inducirt worden wären³⁾.

Will man die galvanische oder magnetische Drehung der Polarisations- 659
 ebene für die verschiedenen Farben des weissen Lichtes bestimmen, so muss man das Licht, welches durch den Polarisationsapparat und den der elektromagnetischen Einwirkung ausgesetzten, durchsichtigen Körper hindurchgegangen ist, noch durch ein Prisma zerlegen.

Zu diesen Versuchen habe ich⁴⁾ mich einer Methode bedient, welche im Wesentlichen schon von Broch und Foucault angegeben war. Von dem Spiegel eines Heliostates wurde Sonnenlicht in ein dunkles Zimmer

¹⁾ Bertin, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXIII, p. 14; Bd. LXXV, S. 428, 1848*. — ²⁾ Müller in Freiburg, Lehrb. d. Physik [5] Bd. II, S. 427. 1857*. — ³⁾ Faraday, l. c. — ⁴⁾ Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. LXXXII, S. 215. 1851*.

reflectirt. In der Richtung der Lichtstrahlen befand sich zunächst ein schmaler, verticaler Spalt und unmittelbar hinter demselben der Polarisationsapparat, bestehend aus einem, dem Spalt zugekehrten, feststehenden (*a*) und einem zweiten um seine Axe drehbaren Nicol'schen Prisma (*b*). Das zweite Prisma (*b*) trug einen auf einem getheilten Kreise beweglichen Nonius, der den zwölften Theil eines Grades direct abzulesen gestattete. Zwischen beiden Nicols wurde die Substanz eingeschaltet, deren Drehkraft untersucht werden sollte. Etwa 6 bis 8 Fuss hinter dem zweiten Nicol'schen Prisma (*b*) befand sich ein vor dem Objectiv eines etwa fünfzehnmahl vergrößernden Galilaei'schen Fernrohres befestigtes, um seine Längsaxe drehbares Prisma von Flintglas, welches die Strahlen auffing, welche durch den vorgestellten Polarisationsapparat hindurchgegangen waren. Hatte man demnach in den Weg der letzteren eine drehende Substanz, etwa Terpentinöl, eingeschaltet, so wurde zunächst das einfallende weisse Licht durch das erste Nicol (*a*) in einer bestimmten Ebene polarisirt, sodann wurde durch das drehende Medium die Polarisationsebene abgelenkt, und zwar geschah dies für die verschiedenen Farben verschieden stark. Ging nun das Licht durch das zweite Nicol (*b*), so wurde durch dieses diejenige Farbe ausgelöscht, deren Schwingungsrichtung senkrecht auf seiner Schwingungsebene stand. Das durch das Prisma gebildete und durch das dahinter befindliche Fernrohr zu beobachtende Spectrum zeigte daher an der Stelle der ausgelöschten Farbe einen schwarzen Strich. Stellt man das Fadenkreuz des Fernrohres auf irgend eine bestimmte Fraunhofer'sche Linie ein und dreht das zweite Nicol'sche Prisma (*b*) so lange, bis der schwarze Strich im Spectrum mit dem Fadenkreuz, also auch mit der beobachteten Linie zusammenfällt, so giebt der Winkel, um den das Nicol gedreht werden muss, den Drehungswinkel für die Wellenlänge an, welche jener Fraunhofer'schen Linie entspricht.

Neuerdings bedient man sich zu diesen Versuchen zweckmässiger eines Spectralapparates¹⁾.

Man lässt das Licht durch einen Heliostat auf ein, auf einem Theilkreise drehbares Nicol'sches Prisma, sodann durch die der elektrisch-magnetischen Einwirkung ausgesetzte Substanz und durch ein zweites Nicol'sches Prisma fallen, und concentrirt dasselbe durch eine Cylinderlinse von etwa 1 Ctm. Brennweite auf dem Spalt des Collimationsfernrohres eines Spectralapparates, in dessen Ocular man neben dem Fadenkreuz seitliche Schirme zur Ablendung des grössten Theils des beobachteten Spectrums anbringt. Durch Drehen des ersten Nicol'schen Prismas kann man nach einander die verschiedenen, mit den einzelnen Fraunhofer'schen Linien zusammenfallenden Theile des Spectrums auslösen und so die Ablenkung ihrer Polarisations Ebenen von der ursprünglichen Lage bestimmen.

¹⁾ Vgl. Verdet, Ann. de Chim. et Phys. [3] T. LXIX, p. 1. 1863*.

Will man nur die Drehung für eine Farbe bestimmen, so kann **660** man dieses Verfahren mit der Anwendung der Quarzdoppelplatte combiniren. Man lässt die durch eine Linse parallel gemachten Strahlen von Sonnen- oder Lampenlicht durch ein Nicol'sches Prisma und die der elektromagnetischen Einwirkung ausgesetzte Substanz gehen. Sodann fällt dasselbe auf ein analysirendes Nicol'sches Prisma, und wird darauf durch einen Spectralapparat mit vertical gestelltem Spalt zerlegt. Stehen beide Nicol'sche Prismen so, dass ohne elektromagnetische Einwirkung die beiden Hälften der Doppelplatte direct die gleiche Farbe, also z. B. die Uebergangsfarbe zeigen, so erscheint in den beiden über einander befindlichen den beiden Hälften der Doppelplatte entsprechenden Theilen des Spectrums eine dunkle Linie an der Stelle der jener Farbe complementär gefärbten Stelle (im betrachteten Fall an Stelle der Linie *D*). Wird nun die elektromagnetische Drehung in der Substanz hervorgerufen, so addirt sich dieselbe zu der Drehung der einen Hälfte der Doppelplatte und subtrahirt sich von der der anderen. Die schwarzen Striche in der oberen und unteren Hälfte des Spectrums rücken aus einander nach rechts und links. Um sie wieder zusammenzuführen, dass sie wieder eine gerade Linie bilden, muss man das analysirende Prisma um denselben Winkel zurückdrehen, um welchen die elektromagnetische Einwirkung die Polarisationssebene der Linie *D* gedreht hat. Man kann hierbei unter Anwendung von Lampenlicht eine Genauigkeit von $1/10^{\circ}$ erhalten; selbst bei zweimaligem Hin- und Hergang des Lichtes im Diamagneticum ist das Licht noch zur Anwendung dieser Methode hell genug. Sind die untersuchten Substanzen in ihrer Dicke nicht homogen, so erscheinen die schwarzen Linien in beiden Hälften des Spectrums verzerrt; indess kann man sie doch immer durch Drehung des analysirenden Nicols vertical über einander schieben und so auch in diesem Fall die elektromagnetische Drehung bestimmen ¹⁾.

Für die Bestimmung der Drehung verschiedener Farben bediene **661** ich mich neuerdings hierbei einer Doppelplatte, bestehend aus zwei

Fig. 264.



Quarzkeilen, deren Hauptflächen senkrecht gegen die optische Axe des Krystalls geschliffen sind und deren jeder aus einer oberen rechts drehenden und unteren links drehenden Hälfte besteht. Den einen dieser Keile kann man mittelst einer Mikro-

meterschraube an dem anderen verschieben und so, wenn man an einer bestimmten Stelle des Doppelkeils eines polarisirten Lichtstrahls hindurchleitet, die Dicke an dieser Stelle so verändern, dass die Drehung der Polarisationssebene für jede beliebige Farbe daselbst in den beiden

¹⁾ Lüttge, Pogg. Ann. Bd. CXXXVII, S. 271. 1868*.

Hälften des Keils $\pm 90^\circ$ beträgt. Der Keil stellt demnach eine Doppelplatte von variabler Dicke dar.

662 Die Abhängigkeit der Grösse der Drehung der Polarisationssebene bei directer Einwirkung eines um die durchsichtigen Körper geleiteten galvanischen Stromes von der Intensität des Stromes und der Farbe des hindurchgehenden Lichtes hat der Verfasser nach der §. 659 beschriebenen Methode unter Anwendung verschiedener Flüssigkeiten bestimmt (l. c.). Dieselben befanden sich in Röhren von 201,5 bis 210^{mm} Länge, welche vorn und hinten durch parallele Glaswände geschlossen waren. Die Röhren lagen in einer 260^{mm} langen Drathspirale, auf welche etwa 6 Kilogr. Kupferdrath von 2,3^{mm} Dicke gewickelt waren. Durch diese Spirale wurde vermittelt eines Gyrotrops ein Strom in abwechselnder Richtung geleitet. Ein abgezwiegtter Theil des Stromes durchlief den Drath einer Tangentenbussole, durch deren Ablesung seine Intensität bestimmt wurde.

Bei Flüssigkeiten, welche für sich die Polarisationssebene nicht drehen, z. B. Schwefelkohlenstoff, wurde der polarisirte Lichtstrahl durch eine mit Terpentinöl gefüllte Röhre und dann erst durch die mit der betreffenden Flüssigkeit gefüllte Röhre geleitet, und die Zu- oder Abnahme der Drehung der Polarisationssebene bei der Einwirkung des Stromes auf letztere bestimmt. Dieselbe entspricht dann der durch den Strom bewirkten Drehung.

Bezeichnet i die Intensität des Stromes, D , E , b , F die Drehung der Polarisationssebene für die einzelnen Fraunhofer'schen Linien, so ergab sich u. A.:

Schwefelkohlenstoff:

i	D	E	b	F
260	0,7	1,1	1,1	—
325	1	1,25	—	—
364	1	1,3	1,4	1,5
394	1,2	1,7	1,75	1,9
456	1,4	1,75	2,0	2,3
521	1,5	2,2	2,25	2,5

Terpentinöl:

i	C	D	E	b	F
0,435	0,5	0,6	0,7	0,7	0,8
0,650	—	0,7	1,0	1,15	1,4
0,839	—	1,0	1,4	1,45	1,70
0,966	0,8	1,25	1,5	1,6	1,85
1,111	1,0	1,3	1,7	1,8	2,1
1,280	—	1,7	2,2	2,3	2,7

Die Drehung der Polarisationssebene in diesem Terpentinöl ohne Einwirkung des Stromes war für die Linien

<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>b</i>	<i>F</i>
22,5	29,4	39,25	41,1	48,7

Aus diesen Versuchen folgt:

1) Die Drehung der Polarisationssebene ist der Intensität **663** des dieselbe bewirkenden Stromes proportional¹⁾;

2) dieselbe nimmt bei abnehmender Wellenlänge sowohl beim Schwefelkohlenstoff, wie beim Terpentinöl stetig zu.

Beim Terpentinöl ist innerhalb der Grenzen der Beobachtungen die durch den galvanischen Strom hervorgebrachte Drehung der verschiedenen Farben proportional der schon ohne Einwirkung des Stromes beobachteten Drehung derselben. — Indess ist dieses letztere Resultat nicht ohne Weiteres als allgemein gültig für alle, für sich drehenden Substanzen zu betrachten, da einzelne derselben im natürlichen Zustand die Polarisationssebene für die verschiedenen Farben nach entgegengesetzten Seiten hin drehen; der galvanische Strom in ihnen aber für alle Farben die Drehung der Polarisationssebene nach derselben Seite, wenn auch in verschiedener Grösse, bewirkt.

Mit der Länge des, der Einwirkung eines Stromes in einer Drathspirale oder einer magnetisirenden Kraft ausgesetzten Körpers nimmt, wenn alle Theile desselben gleichmässig erregt werden, die Drehung proportional zu ²⁾.

Die Abhängigkeit der Drehung der Polarisationssebene in **664** einem zwischen den Polen eines Elektromagnetes aufgestellten Körper von den jedesmal auf ihn wirkenden magnetischen Kräften ist von Verdet³⁾ untersucht worden.

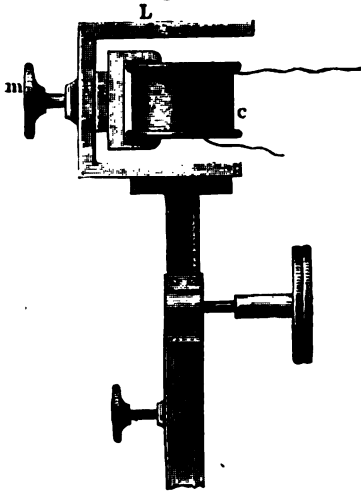
Auf die Pole eines Ruhmkorff'schen Magnetes von der in §. 655 beschriebenen Einrichtung, dessen horizontale, 200^{mm} lange und 75^{mm} dicke Schenkel eine Durchbohrung erhalten hatten, um den Lichtstrahl durchzulassen, wurden zwei 50^{mm} lange Cylinder von weichem Eisen von 140^{mm} Durchmesser aufgeschraubt, welche gleichfalls in der Richtung der Axe durchbohrt waren. Standen die gegenüberliegenden Flächen dieser Cylinder etwa 50 bis 90^{mm} von einander, so konnte man eine durchsichtige Substanz, ein Stück Faraday'sches Glas, an jeder beliebigen Stelle zwischen ihnen aufstellen, ohne dass die Drehung der Polarisationssebene für die Uebergangsfarbe in einem in der Richtung der Axe der Schenkel und Cylinder hindurchgehenden Sonnenstrahle sich änderte, vorausgesetzt, dass die Substanz nicht allzunahe an die eine Polfläche

1) Vgl. auch Faraday, l. c. — 2) Faraday, l. c. — 3) Verdet, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XLI, p. 370. 1854*.

gebracht wurde. Es ist hiernach bei der angegebenen Vorrichtung die magnetische Wirkung auf jedes, an irgend einer Stelle des ganzen Feldes zwischen den Magnetpolen liegende Molekül des schweren Glases höchstens um $\frac{1}{100}$ verschieden.

Um die Stärke des magnetischen Momentes an den einzelnen Stellen des magnetischen Feldes zu bestimmen, wurde zwischen die Pole eine Drathspirale *c* (Fig. 265) gebracht. Dieselbe war 15^{mm} hoch, hatte

Fig. 265.



einen inneren und äusseren Durchmesser von 12 und 28^{mm} und war aus 23^m übersponnenem Kupferdrath von 0,5^{mm} Dicke gewunden. Die Spirale war an einem Rahmen befestigt, der durch eine Zahnstange auf und nieder bewegt werden konnte. Sie wurde zuerst gerade zwischen die Magnetpole gebracht, und zwar so, dass ihre Axe vertical stand. Sie konnte nun durch den Knopf *m* um eine gegen diese Axe und gegen die Verbindungslinie der Centra der Polflächen senkrechte Axe um 90° gedreht werden, so dass ihre Oeffnungen abwechselnd nach oben und unten oder gegen die Polflächen gerichtet waren. Die Enden

des Drathes dieser Spirale waren mit einem empfindlichen Spiegelgalvanometer verbunden. Die Gesamtintensität des bei der schnellen Drehung der Spirale um 90° erhaltenen Stromes ist der durch die Induction in ihr erzeugten elektromotorischen Kraft oder direct der magnetischen Wirkung zwischen den Magnetpolen proportional. — Unmittelbar über der Spirale wurde auf ihren Rahmen bei *L* die zur Untersuchung bestimmte, durchsichtige Substanz gelegt, dieselbe nach der Messung der magnetischen Kraft durch Hinunterschrauben des Rahmens zwischen die Magnetpole gebracht, und die Drehung, sei es für die Uebergangsfarbe, sei es für den der Linie *G* nahezu entsprechenden, durch Kupferammoniak hindurchgeleiteten, blauen Lichtstrahl bestimmt. Der den Magnet magnetisirende Strom wurde sodann umgekehrt und wieder die Drehung bestimmt, nachdem der Magnetismus des Magnetes eine constante Grösse angenommen hatte. Es wurde sodann noch nach Hinaufschrauben des Rahmens durch Umdrehen der Drathrolle untersucht, ob die jetzt stattfindende entgegengesetzte Magnetisirung des Magnetes der ersten Magnetisirung desselben gleich war.

Die Summe der beiden beobachteten, nach entgegengesetzten Seiten gerichteten Drehungen der Polarisationssebene sei α , der durch die Induction gemessene Magnetismus im magnetischen Felde *m*, die Zahl der zur

Erregung des Magnetes verwendeten Bunsen'schen Elemente n , die Entfernung der Magnetpole von einander a .

So ergab sich u. A.:

Faraday'sches Glas, 40^{mm} dick:

Drehung der Uebergangsfarbe					Drehung für blaues Licht		
a	n	m	α	$\frac{\alpha}{m}$	m	α	$\frac{\alpha}{m}$
60 ^{mm}	20	143,37	9° 13' 45"	3,86	157,5	16° 36'	6,32
80 ^{mm}	20	115	7° 28' 30"	3,90	119,0	13° 13'	6,66
60 ^{mm}	10	112,37	7° 17' 45"	3,89	109,62	11° 44'	6,42
90 ^{mm}	10	63,62	3° 55' 45"	3,71			

Schwefelkohlenstoff, 44^{mm} dicke Schicht:

Uebergangsfarbe			Blaues Licht		
m	α	$\frac{\alpha}{m}$	m	α	$\frac{\alpha}{m}$
150,37	6° 16' 15"	2,50	148,5	10° 47'	4,37
94,19	3° 55'	2,49	124,5	9° 29' 30"	4,57
69,00	2° 54'	2,52	94,4	7° 7' 30"	4,53

Für ein Flintglas von 43,3^{mm} Dicke ergab sich ebenso für die Drehung der Uebergangsfarbe constant $\frac{\alpha}{m} = 1,90$ bis 1,96.

Die Drehung der Polarisationsebene in jedem Theilchen einer einfach brechenden Substanz ist demnach direct proportional der auf dasselbe wirkenden magnetischen Kraft, wie diese letztere auch, sei es durch Aenderung der Intensität des den Magnet erregenden Stromes, sei es durch Aenderung des Abstandes seiner Pole, irgendwie verändert werden mag.

Nähert man daher z. B. einem Magnetpol, vor dem sich ein durchsichtiger Körper befindet, von der Seite einen Eisenstab, so wird die Drehung in dem Körper vermindert, da nun die magnetische Wirkung auf ihn gleichfalls verringert ist¹⁾.

Durch diese Versuche wird das von Bertin²⁾ gefundene Resultat 665 verallgemeinert, dass, wenn ein Flintglasprisma in verschiedenen Entfernungen der Einwirkung nur eines Poles des Ruhmkorff'schen Elektro-

¹⁾ Faraday, l. c. — ²⁾ Bertin, Compt. rend. T. XXVI, p. 216*; Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXIII, p. 5. 1848*; Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 143*; Bd. LXXV, S. 420*.

magnetes ausgesetzt wird, die Drehungen der Polarisationssebene in jeder Schicht desselben in geometrischer Progression abnehmen sollten, während der Abstand der Schicht vom Magnetpol in arithmetischer Progression wuchs.

Ist also die Drehung der Polarisationssebene in einer Schicht von Flintglas von 1^{mm} Dicke, welche den Pol berührt, gleich A , die Drehung in 1^{mm} Entfernung gleich $A \cdot r$, so sollte die Drehung bei der Entfernung von x^{mm}

$$y = A r^x$$

sein. Diese Formel sollte für verschiedene Dicken des Glases gültig sein.

Bezeichnet daher e die Dicke des Glases in Millimetern, b den Abstand desselben vom Magnetpol, so sollte die Drehung durch dasselbe sein:

$$y = A \left(\frac{1 - r^e}{1 - r} \right) r^b.$$

Den Werth A nennt Bertin den Drehungscoefficienten. Bei der Wirkung beider Pole des Magnetes soll die Drehung der Summe der durch beide Pole einzeln erhaltenen Drehungen gleich sein.

Indess sind diese beiden Sätze nur in so weit gültig, als bei Anwendung nur eines Poles mit Zunahme des Abstandes vom Pol nach einer arithmetischen Reihe der Magnetismus in einer geometrischen Progression abnimmt, und auch bei der Wirkung beider Pole der auf jede Stelle des Glases wirkende Magnetismus sich ohne Weiteres aus der Summe der nach jenem Gesetz abnehmenden Wirkungen beider Pole zusammensetzt zwei Voraussetzungen, die nur in speciellen Fällen zutreffen dürften.

666 Legt man zwischen die Magnetpole ein kürzeres und ein längeres Stück Faraday'sches oder Flintglas und schiebt die Polflächen unmittelbar an die Endflächen derselben heran, so bemerkt man zuweilen in beiden Fällen gleiche Drehungen der Polarisationssebene, indem bei Anwendung des längeren Glases die Länge desselben, auf die der Magnetismus einwirkt, sich vergrößert, während zugleich in Folge der grösseren Entfernung der Pole des Magnetes der auf jeden Punkt des Glases wirkende Magnetismus abnimmt¹⁾.

667 Geht ein polarisirter Lichtstrahl in einer Linie, welche gegen die (axiale) Richtung der Wirkung der magnetischen Kraft geneigt ist, durch einen durchsichtigen Körper, so ist die Drehung der Polarisationssebene in demselben kleiner, als wenn das Licht in der axialen Richtung durch den Körper geht. Die Gesetze der Drehung für diesen Fall sind von Verdet²⁾ untersucht worden. Der durchsichtige Körper wurde auf

¹⁾ E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XVII, p. 443. 1846*. —
²⁾ Verdet, Compt. rend. T. XXXIX, p. 548. 1854*; Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XLIII, p. 37*.

inen um seine Axe drehbaren Tisch zwischen die Pole des Magnetes (§. 655) gelegt, welche aus zwei gegen einander verschiebbaren, parallelepipedischen Eisenstücken bestanden. Die Drehung des Tisches wurde an einer an seinem Rande angebrachten Kreistheilung mittelst eines festen Nonius gemessen. Der durchsichtige Körper ragte mit seiner Masse ein wenig über die oberen Ränder der Eisenstücke hinüber. Der Lichtstrahl, welcher von einem feststehenden polarisirenden Prisma kam, ging dicht über jenen Eisenstücken durch den durchsichtigen Körper hindurch und fiel sodann in den gleichfalls an einem festen Stativ angebrachten, um seine Axe drehbaren, §. 659 beschriebenen, analysirenden Apparat. Der Elektromagnet war auf eine verticale Axe aufgesetzt, welche sich in einem auf vier Stellschrauben aufstehenden Stativ drehte. Die Drehung konnte durch eine Alhidade an einem auf dem Stativ befestigten, getheilten Kreise gemessen werden. Der Magnet und der zwischen seinen Polen befindliche durchsichtige Körper wurden erst so gestellt, dass der polarisirte Lichtstrahl den letzteren in der gegen die Flächen der Pole des Magnetes senkrechten, axialen Richtung durchstrahlte, und die Drehung der Polarisationsebene nach dem Schliessen des magnetisirenden Stromes bestimmt. Sodann wurde der Magnet um einen Winkel α gedreht und der zwischen seinen Polen befindliche, den durchsichtigen Körper tragende, mit dem Magnet gedrehte Tisch um ebensoviele Grade zurückgedreht, dass der Körper in derselben Richtung vom Licht durchstrahlt wurde wie vorher. Diese Richtung machte nun mit der axialen Richtung gleichfalls den Winkel α .

Aus den Zahlen, welche bei der Anwendung eines Parallelepipedes von Faraday'schem Glase oder eines parallelepipedischen, mit Schwefelkohlenstoff gefüllten Glastroges erhalten wurden, ergab sich:

dass die Winkel d , um welche die Polarisationsebene gedreht wurde, bei gleicher magnetisirender Kraft dem Cosinus des Neigungswinkel α zwischen der Richtung des Lichtstrahles und der axialen Richtung der magnetischen Wirkung proportional sind.

So fand Verdet z. B.:

Faraday'sches Glas, 40^{mm} dick

Schwefelkohlenstoff, 44^{mm} dick

α	Faraday'sches Glas, 40 ^{mm} dick		Schwefelkohlenstoff, 44 ^{mm} dick	
	d	$\frac{d}{\cos \alpha}$	d	$\frac{d}{\cos \alpha}$
0	8° 55' 45"	535,75	5° 58' 0"	358,0
15	8° 29' 15"	527,25	5° 45' 45"	357,25
30	7° 40' 0"	531,25	5° 7' 45"	355,25
45	6° 20' 0"	537,50	4° 9' 0"	352,0
60	4° 28' 45"	537,50	2° 58' 45"	357,50
75	2° 19' 30"	539,00	—	—

668

Die Drehung der Polarisationssebene durch den galvanischen Strom ist in verschiedenen Substanzen sehr verschieden. Eine besonders starke Drehung der Polarisationssebene zeigt sich bei dem von Faraday¹⁾ dargestellten schweren Glas von kieselborsaurem Bleioxyd, $3\text{PbO}, \text{SiO}_3, 2\text{BO}_3$, aus welchem er längliche, etwa 3 bis 5^{ctm} lange und etwa 1^{ctm} dicke und breite parallelepipedische Stücke formte, deren Endflächen plangeschliffen wurden.

Noch stärker soll nach Matthiessen²⁾ die Wirkung auf mehrere andere Bleisilicate, z. B. $6\text{PbO}, \text{SiO}_3$ und $4\text{PbO}, \text{SiO}_3$, sein, welche mehr als die doppelte Wirkung des Faraday'schen Glases geben, aber leicht an der Luft anlaufen. Ein Silicoaluminat von Bleioxyd und Kali ($\text{K O}, \text{Al}_2\text{O}_3, 5$ bis $8\text{Pb O}, 4\text{Si O}_3$) und ein Silicoaluminat von Bleioxyd sollen diesem Uebelstand nicht ausgesetzt sein. — Nächste dem Bleioxyd soll der Gehalt an Wismuth, Antimon, Zink das Drehvermögen der Gläser befördern, der Gehalt an Kalk, Natron und Kali dasselbe verringern. Geschmolzene Phosphorsäure, Quarz, Flussspath zeigen dagegen keine Drehung.

Faraday³⁾ fand die Drehung gleicher Längen verschiedener Substanzen wie folgt:

Schweres Glas	6°
Flintglas	2,8°
Steinsalz	2,2°
Wasser	1°

Für verschiedene Substanzen berechnet Bertin⁴⁾ den Drehungscoefficienten (Drehung für gleiche magnetische Kräfte) wie folgt:

Faraday's Flintglas	1,00	Zinkchloridlösung	0,55
Guinant's „	0,87	Chlorcalciumlösung	0,45
Gemeines „	0,83	Wasser	0,25
Zinnchlorid	0,77	Alkohol (36° Baumé)	0,18
Schwefelkohlenstoff	0,74	Aether	0,15.
Phosphorchlorür	0,51		

E. Becquerel (l. c.) fand für eine Schicht von 1^{ctm} Dicke die Drehung bei

Chlorzinklösung	6°	Reinem Wasser	3°
Chlorcalcium }	4,5°	Alkohol }	weniger.
Chlornatrium }		Aether }	

E. Becquerel⁵⁾ hat ferner für die Drehung der Polarisationssebene

1) Faraday, Phil. Trans. 1830, Pt. I, p. 1*. — 2) Matthiessen, Compt. rend. T. XXIV, p. 969*; T. XXV, p. 20. 173. 1847*; Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 65 77*. — 3) Faraday, Exp. Res. Ser. XIX, §. 2215*. — 4) Bertin, l. c. — 5) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXVIII, p. 337. 1850*.

in gleichen Längen der Körper bei Anwendung gleich starker Ströme folgende Werthe gefunden:

Wasser	10
Concentrirte Eisenchlorürlösung	3
Schwefelkohlenstoff	29,3
Schwefelsaures Nickeloxydul	13,55

Bemerkenswerth ist hier die geringe Drehung der Polarisationsebene in der Eisenchlorürlösung (s. unten).

Bei Körpern, welche für sich die Polarisationsebene drehen, z. B. Zuckerpolarisation, ist die durch den galvanischen Strom oder Magnet bewirkte Drehung derselben nach E. Becquerel's¹⁾ Versuchen gleich gross, mag dieselbe nun in der gleichen oder in der entgegengesetzten Richtung stattfinden, wie die dem Körper eigenthümliche Drehung der Polarisationsebene.

Verdet²⁾ hat die Drehung der Polarisationsebene für verschiedene 669
Lösungen bestimmt, indem er sie zwischen die Pole des §. 655 beschriebenen Elektromagnetes brachte, welche mit kleineren sechseckigen Eisenplatten (§. 664) armirt waren.

Es wurde vor und nach der Bestimmung an die Stelle der Lösung destillirtes Wasser gebracht, und so die Drehung in der Lösung bei gleicher magnetischer Einwirkung direct mit der des Wassers verglichen. Es wurde stets die Drehung für die Uebergangsfarbe bestimmt. Die Lösungen befanden sich in 10 bis 50^{mm} langen, parallelepipedischen Glaskästen, welche zuerst für sich zwischen die Magnetpole gesetzt wurden, um die in ihren Glaswänden erzeugte Drehung von der Drehung zu subtrahiren, welche nach ihrer Füllung mit den Lösungen beobachtet wurde. Um bei gefärbten Lösungen die durch die Färbung entstehenden Fehlerquellen zu vermeiden, liess man, auch als der Vergleichung halber die Drehung im Wasser bestimmt wurde, zuerst den Lichtstrahl durch eine Schicht der Lösung von derselben Dicke gehen, wie die nachher dem Einfluss des Magnetes ausgesetzte Schicht, um stets eine gleiche Färbung des Lichtes zu erhalten. Es wurde die Summe der Drehungen gemessen, welche erhalten wurden, als der Magnet nach ¹einander entgegengesetzt magnetisirt worden war.

Die Temperatur bei den Beobachtungen betrug 12 bis 18°C. Als magnetisches Drehvermögen einer Lösung bezeichnet Verdet die Drehung der Polarisationsebene in einer Schicht derselben, wenn die Drehung in einer gleich dicken Schicht Wasser unter sonst gleichen Umständen gleich Eins gesetzt wird; als molekulares magnetisches Drehvermögen eines Salzes in einer Lösung das Drehvermögen der

1) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. T. XVII, p. 437. 1846*. — 2) Verdet, Compt. rend. T. XLIII, p. 529. 1856*; T. XLIV, p. 1209. 1857*; Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. LII, p. 129. 1858*; Pogg. Ann. Bd. C, p. 172*.

Lösung nach Abzug der Drehung durch das Wasser in derselben, dividirt durch das Gewicht des in der Einheit des Volumens der Lösung enthaltenen Salzes. Die folgende Tabelle enthält einige der erhaltenen Resultate:

	Dichtigkeit der Lösung	Salzmenge in 1 Vol. der Lösung	Drehvermögen	Drehung		Molekulares Drehvermögen des Salzes
				durch das Wasser	durch das Salz	
Zinnchlorür	1,3280	0,041	2,047	0,927	1,120	2,79
"	1,1637	0,198	1,525	0,966	0,559	2,81
"	1,1112	0,133	1,348	0,978	0,370	2,71

Es ist also das magnetische Drehvermögen der Lösung eines Salzes nahezu gleich der Summe der Drehvermögen des in der Lösung enthaltenen Wassers und Salzes.

Dasselbe Resultat gaben Lösungen von Zinkchlorür und Salmiak.

670 Das magnetische Drehvermögen der Salzlösungen ist nach Verdet wesentlich verschieden, jenachdem das in ihnen enthaltene Salz magnetisch oder diamagnetisch ist.

Bei den meisten Lösungen von Salzen mit diamagnetischem Radical ist das Drehvermögen grösser als das des Wassers, so bei den Salzen des Aluminiums, Zirconiums, Berylliums, Lithiums, Wolframs, Magnesiums, Kaliums, Natriums, Calciums u. s. w.; nur bei einigen, z. B. bei der Lösung des salpetersauren Ammoniaks, ist es kleiner, so dass man nach dem §. 669 angeführten Satze annehmen muss, dass das molekulare Drehvermögen des Salzes kleiner ist als das des Wassers (beim salpetersauren Ammoniak nur 0,401).

Bei den Lösungen der Salze mit magnetischem Radical, z. B. von Eisenvitriol, Eisenchlorür und Eisenchlorid, zeigt sich die Drehung oft kleiner als die des Wassers. Betrachtet man dieselbe wiederum als die Summe der in dem Wasser der Lösung und in dem gelösten Salz erzeugten Drehungen, so ergibt sie sich sogar als kleiner, als die durch das Wasser allein erzeugte Drehung. Für sich würde daher das Salz die Polarisationsene im entgegengesetzten Sinne drehen müssen, als das Wasser. Das molekulare Drehvermögen des gelösten Salzes ist negativ, wenn das Drehvermögen des Wassers positiv ist.

Bei Eisenvitriol und Eisenchlorür ist die negative Drehung des Salzes selbst bei den concentrirtesten Lösungen nicht so bedeutend, dass sie die positive Drehung des Lösungsmittels völlig überwäge; dagegen zeigen Lösungen von Eisenchlorid bei schwachem Salzgehalt eine geringere

positive Drehung als Wasser, bei stärkerem Gehalt selbst eine entgegengesetzte negative Drehung, die bei einem Gehalt von 40 Proc. Eisenchlorid 6- bis 7mal grösser als die des Wassers ist, also der des Faraday'schen Glases fast gleichkommt. — Besitzt das Lösungsmittel eine weniger starke positive Drehkraft als Wasser, so tritt die negative Drehung noch stärker hervor. So besitzt eine Lösung von 55 Theilen Eisenchlorid in 45 Theilen Holzgeist (der für sich kaum eine magnetische Drehung zeigt) etwa 2mal so starke magnetische Drehkraft, als das Faraday'sche Glas.

Die Gesetze der negativen magnetischen Drehung sind genau dieselben, welche wir in §§. 662 u. flgde. für die gewöhnliche positive magnetische Drehung aufgestellt haben. 671

Dieselbe ist erstens direct proportional der magnetischen Kraft. Als z. B. Verdet nach einander bei Anwendung verschieden grosser Polflächen und Abstände derselben, sowie bei verschiedener Anzahl der den Elektromagnet erregenden galvanischen Elemente nach einander die Drehung der Polarisationssebene d_s im Schwefelkohlenstoff und d_f in der am Ende des vorigen Paragraphen erwähnten Lösung von Eisenchlorid in Holzgeist bestimmte, so erhielt er:

$$\begin{array}{cccc} d_s & + 0^\circ 44' & + 0^\circ 55' 15'' & + 1^\circ 43' 15'' & + 2^\circ 22' 45'' \\ d_f & - 2^\circ 4' 45'' & - 2^\circ 28' 30'' & - 4^\circ 54' & - 6^\circ 31' 30'' \\ \frac{d_f}{d_s} & - 2,83 & - 2,83 & - 2,84 & - 2,74. \end{array}$$

Es ist ferner das negative molekulare Drehvermögen der magnetischen Salze in verschieden concentrirten Lösungen das gleiche, wenn man dasselbe in der §. 669 angeführten Art berechnet. Dieses Drehvermögen ist für schwefelsaures Eisenoxydul in wässrigen Lösungen, welche resp. 17,4 und 10,5 Proc. wasserfreies Salz enthalten, — 1,24 bis — 1,35, für Eisenchlorür in Lösungen von 16 bis 28,3 Proc. Salzgehalt — 0,82 bis — 0,94. (Es ist nöthig, bei der Berechnung die Annahme zu machen, in den Lösungen seien die Salze im wasserfreien Zustande enthalten. Würde man sie als Hydrate ansehen, so würde man für verschieden concentrirte Lösungen ungleiche Werthe des molekularen Drehvermögens erhalten.)

Von anderen Eisensalzen, als den in den §§. 670 u. 671 erwähnten, 672 besitzt salpetersaures Eisenoxyd ein schwächeres negatives magnetisches Drehvermögen als das Chlorid; die concentrirte Lösung dreht fast nicht mehr unter Einfluss des Stromes.

Kaliumeisencyanid, welches magnetisch ist, besitzt ein negatives magnetisches Drehvermögen; dasselbe ist noch bei einer Lösung von 15 Theilen Salz in 85 Theilen Wasser negativ, und etwa doppelt so gross als das des Wassers.

Im Kaliumeisencyanür, welches diamagnetisch ist, treten die Eigenschaften des Eisens so weit zurück, dass das Salz ein positives magnetisches Drehvermögen besitzt.

Die Nickelsalze besitzen alle ein positives magnetisches Drehvermögen, welches grösser ist als das des Wassers; ihre Lösungen drehen daher die Polarisationssebene positiv und stärker als Wasser; indess genau nach den §. 662 u. figde. angeführten Gesetzen, so dass mit wachsender magnetischer Kraft die Drehung in genau gleichem Verhältnis zunimmt.

Ebenso, nur weniger stark drehen die Kobaltsalze im positiven Sinne. Noch schwächer, aber auch positiv, ist das magnetische Drehvermögen der Manganoxydulsalze. Dagegen ist die magnetische Drehung der Polarisationssebene in einer wässrigen Lösung von dem diamagnetischen Kaliummanganocyanid, $K_3Mn_2Cy_6$, so klein, dass in diesem Salz wahrscheinlich der Magnetismus eine negative Drehung veranlasst.

Das molekulare magnetische Drehvermögen des diamagnetischen neutralen chromsauren Kalis ist negativ, — 2,20, ebenso das des magnetischen doppelt chromsauren Kalis — 0,73 und das der Chromsäure — 1,21.

Das diamagnetische Titanchlorid zeigt ein negatives Drehvermögen, welches etwas grösser ist als das positive Drehvermögen des Wassers.

Das magnetische Salz Cerchlorür besitzt ein negatives magnetisches Drehvermögen; ebenso wahrscheinlich auch das magnetische schwefelsaure Ceroxydul, dessen Lösung bei der Magnetisirung schwächer die Polarisationssebene ablenkt als Wasser; und auch Lanthanchlorür.

Wässerige alkoholische und ätherische Lösungen des diamagnetischen salpetersauren Uranoxyduls drehen unter dem Einfluss des Magnetismus etwas schwächer als das in ihnen enthaltene Wasser.

Wir haben also unter den Salzen mit magnetischem Radical zwei Gruppen zu unterscheiden:

1) die Salze mit negativem magnetischem Drehvermögen, welche entweder a) für sich magnetisch sind, wie die meisten Eisensalze, Cerchlorür u. s. w., oder b) diamagnetisch sind, wie z. B. Titanchlorid, neutrales chromsaures Kali, salpetersaures Uranoxydul;

2) die Salze mit positivem magnetischem Drehvermögen, z. B. die Nickel- und Kobaltsalze, Molybdänsalze(?), und die meisten Mangansalze. Kaliumeisencyanür.

Nach diesen Angaben ist keine unmittelbare Beziehung zwischen dem magnetischen Verhalten der Salze und der in ihnen durch den Magnetismus erzeugten Drehung der Polarisationssebene aufzufinden.

673 Nach der bekannten §. 655 beschriebenen Methode hat de la Rive¹⁾ die Drehung für die Uebergangsfarbe in Flüssigkeiten gemessen. Die

¹⁾ A. de la Rive, Archives des sciences phys. et nat. Nouv. Sér. T. XXXVII. p. 209. 1870*.

selben wurden in Glasröhren eingeschlossen, die an den Enden mit Glasplatten versehen waren. Um den drehenden Einfluss auf letztere zu vermeiden, wurden dieselben in die Durchbohrungen der Halbanker selbst eingeschoben. Meist hatten die Röhren 10 Ctm. Länge; stets wurde die Drehung mit der im Wasser verglichen; die Beobachtungen variirten nie mehr als um 10 Minuten. Die Drehungen betragen für:

Wasser	1
Alkohol	0,877
Schwefelkohlenstoff	3,123 bis 3,160
Aethyläther	0,838
Bromäthyl	1,200
Jodmethyl	2,233
Schwefelsäurehydrat	0,750
Schweflichte Säure (4 bis 5° C.)	1,272
Desgl. gelöst in Wasser	1,100
Terpentinöl	1,192
Käufliches Creosot	2,259

In Mischungen von gleichen Volumina Wasser und Alkohol ist die Drehung gleich dem Mittel aus der Drehung der Bestandtheile, multiplicirt mit der bei der Mischung stattfindenden Verdichtung. Bei Mischungen von Schwefelsäure mit Wasser findet bei geringen Säure- oder Wassergehalt dasselbe Verhältniss statt. Je mehr indess die Säure- und Wassergehalte einander gleich werden, desto geringer wird die Drehung gegenüber den auf diese Weise aus der mittleren Drehung der Bestandtheile berechneten Werthen. So ergab sich u. A.:

Schwefel- säuregehalt	Drehung		Verhältniss	Dichtigkeit		
	beobachtet	berechnet als Mittel		beobachtet	berechnet als Mittel	Verhältniss
0,1	1,012	0,980	1,032	1,118	1,084	1,032
0,5	0,934	0,900	1,037	1,553	1,421	1,093
0,6	0,915	0,880	1,039	1,607	1,505	1,068
0,8	0,875	0,840	1,040	1,751	1,674	1,045

Es scheint sich also eine bestimmte Verbindung der Säure mit dem Wasser zu bilden, deren Drehvermögen kleiner ist.

Bei isomeren Verbindungen sind die Drehungen nicht immer gleich; so sind sie z. B. bei

		Siedepunkt
Essigsäurem Amyl	0,904	138°C
Baldrians. Aethyl	0,879	133
Butters. Isopropyl	0,864	128
Amylalkohol	0,966	132
Amylenhydrat	0,960	104 bis 105
Amylamin	1,026	95,0
Isoamylamin	1,017	78,5

Nach de la Rive soll also mit steigendem Siedepunkt bei isomeren Verbindungen die Drehung steigen.

674 Die elektromagnetische Drehung der Polarisationssebene des verschieden gefärbten Lichtes durch die Einwirkung eines um die Körper herumgeleiteten Stromes nimmt, wie schon aus den §. 662 citirten Versuchen hervorgeht, mit abnehmender Wellenlänge stetig zu, indess nicht genau in demselben Verhältniss, in welchem das Quadrat der Wellenlänge abnimmt.

Auch Verdet hat dieses Resultat nach der §. 664 beschriebenen Methode nachgewiesen, indem er verschiedene Flüssigkeiten in einer beiderseits mit Glasplatten verschlossenen Röhre von 600^{mm} Länge und 15^{mm} innerem Durchmesser in eine Spirale von 390^{mm} Länge, 158^{mm} innerem und 320^{mm} äusserem Durchmesser einlegte, die aus 125^{Kilogramm} von 2,6^{mm} dickem Kupferdrath gewunden war. Durch die Spirale wurde der Strom von 20 Bunsen'schen Elementen geleitet. Es lässt sich zeigen, dass die magnetische Wirkung auf die Glasplatten am Ende der Röhre völlig verschwindet.

Auf diese Weise erhielt er folgende Zahlen für die Drehung der Polarisationssebene der einzelnen Fraunhofer'schen Linien *C* bis *G*, wenn die Drehung für *E* gleich Eins gesetzt wird. Die Columne *R* enthält die beim Wechsel der Stromesrichtung beobachtete doppelte Drehung der Polarisationssebene für die Linie *E*.

	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	<i>R</i>	Gehalt in 100 Thln. Lösung
Destillirtes Wasser	0,63	0,79	1	1,19	1,56	5° 44'	—
Lösung von Chlorcalcium	0,61	0,80	1	1,19	1,54	7° 16'	15,2
„ „ Chlorzink	0,61	0,78	1	1,19	1,61	10° 23'	47,1
„ „ Zinnchlorür	—	0,78	1	1,20	1,59	7° 23'	13,5
Bittermandelöl	0,61	0,78	1	1,21	—	11° 31'	—
Anisöl	0,58	0,75	1	1,25	—	13° 44'	—
Schwefelkohlenstoff	0,60	0,77	1	1,22	1,65	17° 41'	—
Creosot	0,60	0,76	1	1,23	1,70	13° 26'	—
Cassiaöl (von <i>Laurus cassia</i>)	0,59	0,74	1	1,23	—	10° 42'	—

Wäre die Drehung dem Quadrat der Wellenlängen umgekehrt proportional, so entspräche sie den Zahlen

<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i>	<i>G</i>
0,64	0,80	1,00	1,18	1,50

Es nehmen also die magnetischen Drehungen der Polarisationsebene gegen das blaue Ende des Spectrums hin etwas schneller zu, als der umgekehrten Proportionalität mit dem Quadrat der Wellenlängen entspricht, namentlich bei den starken lichtzerstreuenden Substanzen, wie Schwefelkohlenstoff und Creosot.

Bei drehenden Substanzen ist auch nicht immer die magnetische Drehung der ursprünglichen proportional, so fand Verdet¹⁾ für Weinsäure

	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>F</i>	<i>G</i>
natürliche Drehung	0,79	1,00	1,52	2,01
magnetische „	0,85	1,00	1,01	0,89.

Zwischen dem Brechungsverhältniss der Lösungen und der Drehung **675** der Polarisationsebene durch den Magnetismus in ihnen scheint durchaus kein einfacher Zusammenhang zu bestehen, wie dies u. A. folgende Tabelle von Verdet (l. c.) ergibt. Die Brechungsindices wurden vermittelt eines Babinet'schen Goniometers bestimmt:

	Brechungsindex	Magnetisches Drehvermögen
Wasser	1,334	1,000
Lösung von kohlensaurem Kali I. . .	1,355	1,050
„ „ salpetersaurem Bleioxyd . . .	1,355	1,000
„ „ Zinnchlorür	1,364	1,348
„ „ kohlensaurem Kali II. . . .	1,371	1,087
„ „ Zinnchlorür II.	1,378	1,525
„ „ salpeters. Ammoniak	1,448	0,908
Chlorkohlenstoff C ₂ Cl ₄	1,466	1,264

ferner

Schwefelkohlenstoff (specif. Gew. 1,263)	1,633 (für <i>D</i>) etwa 3,000 ²⁾
Thalliumalkohol (specif. Gew. 3,55) . .	1,677 „ 6,000

Es befolgen hier die Drehvermögen durchaus nicht dieselbe Reihenfolge mit den Brechungsindices, wie man wohl früher vermuthet hatte,

¹⁾ Verdet, Annales de Chim. et Phys. [3] T. LXIX, p. 1. 1863*. — ²⁾ Das Verhältniss der Drehungen der beiden letzten Stoffe ist von Lamy und de la Rive bestimmt. De la Rive, Archives des Sciences phys. et nat. Nouv. Sér. T. XXXII, p. 193. 1868*. Compt. rend. T. LXVII, p. 32. 1868*. Pogg. Ann. Bd. CXXXV, S. 237. 1868*.

und nach den letzten beiden Beobachtungen haben sie auch zur Dichtigkeit der Stoffe keine directe Beziehung.

Bei sehr genauen Bestimmungen fand Verdet das Product des Quadrats der Wellenlänge λ mit der magnetischen Drehung ρ proportional den folgenden Werthen, denen die Brechungsindices n für die Temperaturen $24,4^{\circ}$ und $23,9^{\circ}$ beigelegt sind.

		<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i>	<i>G</i>
Schwefelkohlenstoff	<i>const. $\rho \lambda^2$</i>	0,909	0,949	0,987	1,032	1,119
	<i>n</i>	1,6147	1,6240	1,6386	1,6487	1,6728
Creosot	<i>const. $\rho \lambda^2$</i>	0,886	0,942	0,992	1,043	1,137
	<i>n</i>	1,5369	1,5420	1,548	1,85553	1,5678

Obgleich das Creosot also bei der Brechung die Farben viel weniger zerstreut, als der Schwefelkohlenstoff, ist doch die Aenderung des Productes $\rho \lambda^2$ in dem ersteren viel bedeutender, als in letzterem, so dass hier keine einfache Beziehung besteht.

676 Geht ein Lichtstrahl durch einen Beryll oder Turmalin in der Richtung der optischen Axe, so beobachtet man nach Becquerel¹⁾ die Drehung; ebenso am Bergkrystall, an dem sie Faraday nicht wahrgenommen hatte. Es wurde hierzu eine rechts und eine links drehende Bergkrystallplatte von je 5^{mm} Dicke auf einander gelegt, so dass ihre Drehungen sich vollständig compensirten. Wurden dieselben zwischen die Magnetpole gebracht, so bemerkte Becquerel eine sehr schwache Drehung.

Nach Wertheim²⁾ ist die Drehung beim Kalkspath Null, beim Quarz schwach, beim Beryll viel bedeutender, wahrscheinlich, weil die Spannungsunterschiede in den Massen dieser Krystalle immer geringer sind.

677 Doppeltbrechende Körper zeigen die Drehung der Polarisationssebene nicht, wenn durch sie ein polarisirter Lichtstrahl in einer Richtung hindurchgeht, die von der Symmetrieaxe etwas bedeutender abweicht. Wird daher ein Stück Faraday'sches Glas oder Flintglas seitlich zusammengedrückt oder schnell gekühlt, so dass es im polarisirten Licht deutliche Farbenercheinungen zeigt, und bringt man es zwischen die Magnetpole, so ändern sich die Farbenercheinungen nicht, wohl aber, wenn die Pressung aufhört³⁾. — Leitet man durch einen Glaswürfel die Entladungsfunken eines Ruhmkorff'schen Apparates, so ist er dadurch dauernd verändert und zeigt in seiner ganzen Masse keine Drehung mehr. In Flüssigkeiten wird selbstverständlich durch die Entladung keine solche Veränderung erzeugt⁴⁾.

Dasselbe Resultat hat Wertheim⁵⁾ nachgewiesen, indem er durch

1) Becquerel l. c. — 2) Wertheim, Compt. rend. T. XXXII, p. 289. 1851*. Pogg. Ann. Bd. LXXXVI, S. 324*. — 3) Bertin, Compt. rend. T. XXVIII, p. 500. 1849*. — 4) de la Rive, Compt. rend. T. LX, p. 1005. 1865*. — 5) Wertheim l. c.

verticalen Druck ein Flintglasprisma zusammenpresste, welches unter dem Einfluss eines Elektromagnetes eine Drehung von $\pm 5^\circ$ zeigte. Selbst wenn der hierbei erzeugte Gangunterschied der in der Horizontal- und Verticalebene schwingenden Strahlen nach ihrem Austritt aus dem Glasprisma noch weit weniger als eine Wellenlänge ausmacht, verschwindet die Drehung schon.

Diesem Resultat scheint ein Versuch von Matteucci¹⁾ zu widersprechen. Derselbe liess das durch einen Spiegel polarisirte Licht durch eine Doppelplatte gehen, sodann durch eine Platte von Flintglas oder von Faraday'schem Glase und endlich durch das analysirende Prisma. Wurde nun die Platte, welche sich zwischen den Magnetpolen befand, durch eine Schraubenpresse seitlich comprimirt, so wurden die Farben der beiden Hälften der Doppelplatte ungleich; das analysirende Prisma musste um einen Winkel α gedreht werden, um die Gleichheit wieder herzustellen. Wurde endlich der Elektromagnet in Thätigkeit gesetzt, so wurden die Farben wieder ungleich, und das analysirende Prisma musste, je nach der Richtung des magnetisirenden Stromes, um einen Winkel $+\beta$ oder $-\beta_1$ gedreht werden, um dieselben wieder gleich zu machen. Fand die Drehung β durch den Magnet in demselben Sinne statt, wie durch die Zusammenpressung, so zeigte sie sich grösser, oft doppelt so gross als die Drehung $-\beta_1$, welche stattfand, wenn der Magnet die Polarisationsebene entgegengesetzt drehte, wie die Zusammendrückung.

Würfel von Crownglas, Kalkspath, Quarz u. s. w. zeigten unter Einfluss der Compression dieselbe Drehung, wie ohne dieselbe.

Der Grund dieser Erscheinung liegt indess nach den Versuchen von Edlund²⁾ durchaus nicht in der Einwirkung des Magnetes auf das Glas, sondern einzig und allein in dem Auftreten von Interferenzfarben in dem comprimirtten Glase, die sich mit den Farben der beiden Hälften der Doppelplatte combiniren. Selbst wenn daher die Drehung durch den Magnet nach beiden Seiten gleich gross wäre, würde man das analysirende Nicol um ungleich viel Grade nach rechts und links drehen müssen, um die Gleichheit der Farben wieder herzustellen. — Man kann dasselbe Phänomen beobachten, wenn man ohne Anwendung des Magnetes bei den beschriebenen Versuchen zuerst das analysirende Prisma so einstellt, dass die durch die Compression des Glases entstandene Farbenungleichheit der Doppelplatte ausgeglichen ist, und nun das polarisirende Prisma um gleiche Winkel $+a$ und $-a$ nach rechts und nach links dreht. Die Farben der Hälften der Doppelplatte werden wieder ungleich und man muss das analysirende Prisma um einen Winkel $+\beta$ oder $-\beta_1$ drehen, um sie wieder gleich zu machen. Dabei ist diese letztere Drehung, wie bei den Versuchen von Matteucci, immer grösser, wenn die Drehung $+a$ oder $-a$ in demselben Sinne stattfindet, wie die durch die Compression des Glases verursachte Drehung.

¹⁾ Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXIV, p. 354. 1848*; T. XXVIII, p. 493. 1850*. — ²⁾ Edlund, Ann. d. Chem. u. Pharm. Bd. LXXXVII, S. 338. 1852*.

Die von Matteucci beobachteten Drehungen der Polarisationssebene könnten daher wohl in den an den Enden der Glasprismen liegenden Theilen hervorgerufen worden sein, welche nicht seitlich comprimirt waren.

678 Dass indess bei schwacher Neigung der optischen Axe eines doppelt brechenden Krystalls, so wie bei sehr schwacher Pressung eines isotropen Körpers die magnetische Drehung in demselben nicht plötzlich verschwindet, hat Lüdte¹⁾ mittelst der §. 660 beschriebenen Methode gezeigt. Es wurde dabei zunächst direct eine Bergkrystalldoppelplatte (von 7,5^{mm} Dicke) zwischen die durchbohrten Halbanker eines starken Elektromagnetes gebracht.

War ihre, auf ihrer Ebene senkrechte optische Axe um die Winkel α gegen die Richtung der Lichtstrahlen und die magnetische Axe des Apparates geneigt, so betrug die doppelte Drehung δ

α	0°	1	2	3	5	6
δ	1,1°	1	0,9	0,6	0,4	0,4

Es dreht also auch die elektromagnetische Einwirkung die Polarisationssebene im Bergkrystall nicht nur beim Durchgang des Lichtes in der Richtung der optischen Axe, sondern auch bei anderen Richtungen des Lichtes.

Wurde ein prismatisches Stück Flintglas (52^{mm} lang, 30^{mm} breit, 13^{mm} dick) seitlich gepresst und jedesmal der durch die Pressung erzeugte Gangunterschied beider auf einander senkrechten Componenten des hindurchgehenden Lichtes mittelst des Babinet'schen Compensators in Theilen (n teln) Wellenlänge bestimmt, zugleich aber mittelst der §. 660 beschriebenen Methode die elektromagnetische Drehung D des Lichtes bestimmt, so ergab sich u. A.

n	0	0,01	0,2	0,3	0,45	0,6
D	5°	4,6	4,2	3,7	3,5	2,4.

Die elektromagnetische Drehung zeigt sich also auch nach der Pressung, selbst bis zu einem Gangunterschiede von 0,6 Wellenlängen; sie nimmt aber mit Zunahme des letzteren ab.

679 In Gasen ist bisher keine Drehung der Polarisationssebene durch elektromagnetische Einflüsse beobachtet worden.

680 Mit Erhöhung der Temperatur von Flintglas und schwerem Glase bis zur Hitze des siedenden Oeles wächst nach Matteucci die Drehung der Polarisationssebene durch den Einfluss des Magnetes, und zwar beim Faraday'schen schweren Glase von 6° bis 8°, beim Flintglase von 2° 30' bis 3° 30'.

¹⁾ Lüdte, Pogg. Ann. Bd. CXXXVII, S. 281. (1869*.)

Bei Erwärmung verschiedener Substanzen in einem mit Glasfenstern versehenen Luftbade erhielt Lüdte¹⁾ folgende (doppelte) Drehungen *D*:

Faraday'sches Glas Temp.	30°	40°	110°	200°
<i>D.</i>	12	12	11,8	11,8
Flintglas Temp.	23°	40°	100°	200°
<i>D.</i>	8,4	8,4	8,2	8,1
Crownglas Temp.	23°	100°	200°	
<i>D.</i>	3,2	3	2,8	

Es nimmt also die Drehung jedenfalls nicht zu, sondern wahrscheinlich ein wenig ab.

Bei Jodmethyl, Amylalkohol, Aethylalkohol nimmt nach de la Rive (l. c.) die Drehung nahezu proportional der Abnahme der Dichtigkeit ab. Bei Wasser- und Schwefelsäurehydrat nehmen die Drehungen schneller ab. So ist die Abnahme der

	Dichtigkeit	Drehung
bei Wasser von 10 bis 71°	1,023 : 1	1,050 : 1
Schwefelsäure von 20 bis 60°	1,023 : 1	1,055 : 1

Da die Zahl der Moleküle bei der Ausdehnung des Volumens Eins auf die Volumen $1 + \delta$ in einer Linie im Verhältniss von $\sqrt[3]{1 + \delta} : 1$ sich vermindert, so sollte, wenn die magnetische Drehung der Polarisationsebene in den Molekülen selbst von der Temperatur unabhängig wäre, in diesem Verhältniss die Verminderung derselben statthaben. Da indess bei verschiedenen Flüssigkeiten dies Verhältniss ein verschiedenes ist, so dürfte wohl auch die Drehung in den Molekülen selbst mit Erhöhung der Temperatur sich ändern.

Erzeugt man in einem Stück schweren Glases oder in einer Flüssigkeit die Drehung der Polarisationsebene durch einen in einer Spirale herumgeleiteten Strom, so tritt die Drehung sogleich in ihrer ganzen Stärke auf. Bei Umkehrung der Stromesrichtung zeigt sich der Wechsel der Drehungsrichtung sofort. Wird die Drehung aber durch einen Elektromagnet bewirkt, so erreicht sie erst allmählich (nach mehreren Secunden) ein Maximum und ändert sich bei Umkehrung der Magnetisirung vollständig erst nach einiger Zeit. Dies verschiedene Verhalten bei Anwendung von Strömen und Elektromagneten beweist, dass die Verzögerung des Auftretens der Drehung bei letzteren nur dem langsameren Anwachsen ihrer Magnetisirung bis zu ihrer normalen Grösse, nicht aber, oder nur zum geringsten Theil, einer Art von Trägheit in den durchsichtigen Körpern zuzuschreiben ist.

¹⁾ Lüdte, Pogg. Ann. Bd. CXXXVII, S. 287. 1869°.

682 Nach anderen Versuchen scheint indess doch möglicherweise eine bestimmte Zeit zur Erzeugung der Drehung der Polarisations-ebene erforderlich zu sein.

Villari¹⁾ liess zwischen den durchbohrten Polen eines Ruhmkorff'schen Elektromagnetes um seine horizontal gestellte, äquatorialliegende Axe einen Cylinder von Flintglas von 63^{mm} Durchmesser und 10,5^{mm} Höhe durch eine Rotationsmaschine völlig centrisch rotiren. Durch den Cylinder ging in diametraler Richtung ein Lichtstrahl, der vorher durch ein Nicol'sches Prisma und eine Quarzdoppelplatte gegangen war und nachher durch das Ocular des Soleil'schen Saccharimeters analysirt wurde. Ohne Einwirkung des Magnetes zeigte der Cylinder weder im Ruhezustand, noch bei der Rotation einen Einfluss auf das polarisirte Licht.

Wurde indess der Magnet erregt und dadurch eine Drehung der Polarisations-ebene in dem Glas-cylinder bewirkt, so nahm die Grösse dieser Drehung bei der Rotation des Cylinders ab.

So betrug z. B. die Drehung der Polarisations-ebene δ bei einem Versuch bei n Umdrehungen des Cylinders

$n = 0$	80	107	134	160	161	169
$\delta = 19$	17	14	9	2	2	0(?)

Bei stärkeren magnetischen Kräften schwächt die Rotation relativ weniger die Drehung der Polarisations-ebene, als bei schwächeren Kräften. —

Die Drehung nimmt also allmählich bis auf Null ab. Man kann hieraus folgern, dass zur Entwickelung der Drehung der Polarisations-ebene in dem Cylinder von Flintglas eine bestimmte Zeit erforderlich ist, welche bei stärkeren magnetisirenden Kräften kleiner ist. Nimmt man an, dass dieselbe sich in irgend einem Diameter des Cylinders in der ganzen Zeit entwickelt, in der derselbe sich aus der äquatorialen Lage um 90° bis in die axiale gedreht hat, so würde bei dem oben beschriebenen Versuch bei 169 Umdrehungen in der Secunde diese Drehung in 0,00148 Secunden vollbracht werden, und diese Zeit würde nach den sonstigen Beobachtungen gerade genügen, um die Drehung aufzuheben; es bedürfte einer länger dauernden Einwirkung des Magnetes, um die Drehung der Polarisations-ebene in dem Glase zu entwickeln. Diese Zeit würde bei stärkeren magnetisirenden Kräften abnehmen.

Soll die Drehung der Polarisations-ebene in ihrer ganzen Stärke auftreten, so darf die Rotationsgeschwindigkeit nur gering sein. Nach einer der obigen Rechnung analogen Betrachtung würde zur Entwickelung derselben eine längere Zeit als 0,00415 Secunden erforderlich sein.

¹⁾ Villari, Rendiconto del Istituto Lombardo 9. Juni 1870*.

Beobachtet man in einer gegen die axiale Richtung geneigten Linie die Drehung der Polarisationssebene in dem Cylinder, in welcher Richtung dieselbe schwächer ist, als in der axialen, so wird dieselbe gleich stark vermindert, welches auch der Sinn der Rotation des Cylinders ist; ein Beweis, dass die Drehung in dem Glase nicht in den zuerst in axialer Lage befindlichen Theilen bis zu ihrer Drehung in eine andere Lage verbleibt und somit nur unmerklich kurze Zeit (weniger als 0,0004 Secunden) andauert.

In wiefern diese Zeit vor dem völligen Entstehen der Drehung der Polarisationssebene durch etwa in der Masse des Glases verlaufende Inductionströme bedingt ist, die erst allmählich ablaufen, oder durch eine Trägheit der Moleküle, die zu ihrer Einstellung eine gewisse Zeit brauchen, ist noch nicht zu entscheiden.

Auch die Polarisationssebene der strahlenden Wärme wird durch magnetische Einflüsse gedreht. 683

Wartmann¹⁾ leitete einen durch eine Glimmersäule polarisirten Wärmestrahle von einer Locatelli'schen Lampe durch einen Steinsalzcyylinder, welcher zwischen den Polen eines Elektromagnetes oder in einer Drathspirale sich befand, und sodann durch eine Glimmersäule, deren Schwingungsebene gegen die der ersten senkrecht war. Fielen die Wärmestrahlen auf eine mit einem empfindlichen Galvanometer verbundene Thermosäule, so zeigte dasselbe keine Wärme an, so lange kein Strom die den Steinsalzcyylinder umgebende Spirale durchfloss oder der Magnet nicht in Thätigkeit war. Sobald indess dies letztere geschah, zeigte sich ein Ausschlag der Nadel des Galvanometers, so dass die Polarisationssebene der Wärme im Steinsalz gedreht worden war.

Bei diesen Versuchen ist die allergrösste Vorsicht nöthig, dass nicht etwa die durch den galvanischen Strom in den Leitungsdräthen und dem Magnet erzeugte Wärme das Steinsalz direct erwärmt oder direct auf die Thermosäule strahlt.

Da es sehr schwierig ist, bei Einstellung der beiden Glimmersäulen in gekreuzter Lage die Wärmewirkung nachzuweisen, haben de la Provostaye und Desains²⁾ die Methode von Wartmann abgeändert. Sie bedienen sich an Stelle des polarisirenden und analysirenden Apparates zweier um 45° gegen einander gedrehter Nicol'scher Prismen, legen zwischen dieselben ein Stück Faraday'schen Glases und lassen durch dasselbe directes Sonnenlicht auf eine 4 Meter entfernte Thermosäule fallen. Das Glas befindet sich in axialer Lage zwischen den Polen eines starken Elektromagnetes. Bei Schliessung des magnetisirenden Stromes in der einen oder anderen Richtung vermehrt oder vermindert sich der Ausschlag der Nadel des mit der Thermosäule verbundenen Galvanometers. — Ohne das Prisma von Faraday'schem Glase bewirkt die Um-

¹⁾ Wartmann, Compt. rend. T. XXII, p. 745. 1846*; Pogg. Ann. Bd. LXXI, S. 573. 1847*. — ²⁾ de la Provostaye und Desains, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXVII, p. 232. 1849*; Pogg. Ann. Bd. LXXVIII, S. 571*.

setzung der Stromesrichtung keine Ablenkung der Galvanometernadel; ein Beweis, dass alle störenden Elemente vermieden sind.

684 Es erhebt sich die Frage, ob die Drehung der Polarisationssebene durch den galvanischen Strom oder Magnet darin ihren Grund habe, dass der in den Körpern befindliche Aether direct durch die elektromagnetische Einwirkung in Bewegung versetzt werde (wie Faraday meinte), weil die Drehung beim Hin- und Hergang des Lichtes zwischen den Magnetpolen die gleiche ist¹⁾, oder ob in den Molekülen der Körper eine solche Veränderung vor sich gehe, dass dadurch eine besondere Bewegung des Aethers bedingt werde. Gegen die erste Ansicht spricht die Abwesenheit der Drehung in gasförmigen Substanzen, in denen der Lichtäther ebenfalls verbreitet ist. Jedenfalls kann also die elektromagnetische Kraft der die Körper umgebenden Spirale oder des benachbarten Magnetes die Bewegung des Lichtäthers nicht direct bedingen. Wohl aber ist es möglich, dass diese Kraft zuerst in den einzelnen Molekülen der Körper in sich geschlossene Molekularströme inducirt, welche so lange andauern wie die Kraft, und dass nun zwischen den bewegten Elektricitäten der Molekularströme und den ihnen zunächst liegenden Aethertheilchen Kräfte auftreten, die nur aus unmittelbarer Nähe auf letztere einwirken. — Da die elektromagnetische Einwirkung im dunklen Raume keine Lichtbewegung erzeugt, so können die Kräfte zwischen den Elektricitäten der Molekularströme und den Aethertheilchen nur dann in Thätigkeit kommen, wenn letztere schon bewegt sind, also die Körper vom Licht durchstrahlt werden.

Mit Hülfe dieser Betrachtungen hat C. Neumann²⁾ die elektromagnetische Drehung der Polarisationssebene abzuleiten versucht.

Er nimmt dabei an, dass eine magnetische Kraft oder ein Molekularstrom auf ein in der Richtung seines Radius schwingendes Aethertheilchen in ähnlicher Weise wirke, wie auf einen in derselben Richtung verlaufenden Strom nach der von W. Weber aufgestellten Hypothese (vgl. das Schlusscapitel).

Ist dann die elektromagnetische Kraft, welche auf alle Theile des Mediums gleich stark wirke, und überall Molekularströme von gleichem Radius und gleicher Intensität I erzeuge, gegen die Richtung des Lichtstrahles um den Winkel ζ geneigt, so ist die Intensität der auf jener Richtung normalen Componenten der Molekularströme gleich $I \cos \zeta$.

Wir wollen ferner annehmen, dass die Kraft, welche von den Molekularströmen auf die in ihrer Ebene schwingenden Aethertheile ausgeübt wird, auf der Richtung der Schwingungen senkrecht ist, und der Geschwindigkeit derselben proportional ist.

¹⁾ de la Rive, Archives des sc. phys. et nat. Nouv. Sér. T. XXXII, p. 203. 1868*.

²⁾ C. Neumann, Explicare tentatur quomodo fiat ut lucis planum polarisationis per vires electricas seu magneticas declinatur. Dissertatio. Halis 1858*. Die magnetische Drehung des Lichtes. Halle 1863*.

Entspricht dann die Richtung der Fortpflanzung des Lichtes der z -Axe eines rechtwinkligen Coordinatensystems, finden die Schwingungen des Aethers in der Richtung der X - und Y -Axe statt, sind die Aethermoleküle in jenen Richtungen um die Grössen u und v verschoben, also ihre Geschwindigkeiten nach beiden Richtungen $\frac{\partial u}{\partial t}$ und $\frac{\partial v}{\partial t}$, so sind die durch die Molekularströme auf die Schwingungen ausgeübten Kräfte in der Richtung der X -Axe gleich $c I \cos \xi \frac{\partial v}{\partial t}$ und in der Richtung der Y -Axe

gleich $- c I \cos \xi \frac{\partial u}{\partial t}$, welche Werthe zu den bei der Lichtbewegung ohne Einwirkung des Magnetismus wirkenden beschleunigenden Kräften hinzuzufügen sind. Hiernach wäre allgemein

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \left(A \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + B \frac{\partial^4 u}{\partial z^4} + \dots \right) + c I \cos \xi \frac{\partial v}{\partial t},$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \left(A \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + B \frac{\partial^4 v}{\partial z^4} + \dots \right) + c I \cos \xi \frac{\partial u}{\partial t}$$

wo $A, B \dots$ Constante sind, die durch die Dispersion des Mediums bestimmt sind.

Die hinzugefügten Glieder $\pm c I \cos \xi \frac{\partial v}{\partial t}$ drücken unmittelbar das Erfahrungsresultat aus, dass die Wirkung des Magnetismus dem Cosinus der Neigung der magnetischen Kraft gegen die Richtung der Lichtstrahlen proportional ist und dass bei Abwesenheit jeder Bewegung des Aethers, d. h. wenn die Geschwindigkeiten $\frac{\partial u}{\partial t}$ und $\frac{\partial v}{\partial t}$ gleich Null sind, durch den Magnetismus auch keine Lichtbewegung eingeleitet wird.

Zu analogen Gleichungen ist auch Airy¹⁾ gelangt, indem er die Form der Glieder untersuchte, welche den Bewegungsgleichungen des Lichtes beizufügen sind, damit sie die Erscheinungen der magnetischen Drehung der Polarisationssebene ergeben. Diese Ergänzungsglieder müssen ganz allgemein die Form

$$\pm \text{const.} \frac{d^{2n-1} v}{d z^{2n} d t^{2n-2}}$$

haben. Sie müssen also in Bezug auf z eine gerade, in Bezug auf t eine ungerade Anzahl Differentiationen erleiden, damit sie den Bedingungen entsprechen, dass das linear polarisirte Licht in zwei entgegengesetzt schwingende circular polarisirte Strahlen zerfällt, die sich ungleich schnell fortpflanzen und zwar so, dass je nach der Richtung der Strahlen vom Nord-

¹⁾ Airy, Phil. Mag. [3] Vol. XXVIII, p. 469. 1867*. Pogg Ann. Bd. CXX, S. 272. 1847*.

pol zum Südpol des Magnets oder umgekehrt der eine oder andere dieser Strahlen beschleunigt oder verzögert ist¹⁾.

Bezeichnen wir ganz allgemein die derartigen Gleichungen durch die Form

$$\begin{aligned} D_t^2 u &= \varphi(D_t) u + m \psi(D_t, D_x) v \\ D_t^2 v &= \varphi(D_t) v - m \psi(D_t, D_x) u \end{aligned} \quad \dots \dots \dots 1)$$

wo das Functionszeichen φ eine in Bezug auf die Differentiation D_x gerade, ψ eine in Bezug auf diese Differentiation ebenfalls gerade, in Bezug auf die Differentiation D_t nach x ungerade Function bezeichnet, und $m = c I \cos \xi$ ist.

686 Die allgemeine Lösung dieser Gleichungen führt zu den Werthen

$$\begin{aligned} u &= \frac{a}{2} \left\{ \cos 2\pi \left(\frac{Vt}{\lambda_0} - \frac{x}{\lambda_1} \right) + \cos 2\pi \left(\frac{Vt}{\lambda_0} - \frac{x}{\lambda_2} \right) \right\} \\ v &= \frac{a}{2} \left\{ \sin 2\pi \left(\frac{Vt}{\lambda_0} - \frac{x}{\lambda_1} \right) - \sin 2\pi \left(\frac{Vt}{\lambda_0} - \frac{x}{\lambda_2} \right) \right\} \end{aligned} \quad \dots \dots \dots 2)$$

deren erste und deren zweite Glieder zusammen zwei in entgegengesetzter Richtung circular schwingende Strahlen darstellen, deren Wellenlängen in dem der magnetischen Einwirkung unterworfenen Medium λ_1 und λ_2 sind. V bezeichnet in den Gleichungen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Vacuum, λ_0 die Wellenlänge daselbst.

Die Werthe λ_1 und λ_2 ergeben sich beim Einsetzen der Werte u und v in die Differentialgleichungen aus den Relationen für λ

$$\begin{aligned} \frac{4\pi^2 V^2}{\lambda_0^2} &= \varphi \left(\frac{4\pi^2}{\lambda_1^2} \right) - m \psi \left[\frac{2\pi V}{\lambda_0}, \left(\frac{2\pi}{\lambda_1} \right)^2 \right] \\ \frac{4\pi^2 V^2}{\lambda_0^2} &= \varphi \left(\frac{4\pi^2}{\lambda_2^2} \right) + m \psi \left[\frac{2\pi V}{\lambda_0}, \left(\frac{2\pi}{\lambda_2} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad \dots \dots \dots 3)$$

Ohne magnetischen Einfluss sind die Wellenlängen der beiden Strahlen $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$, dann fällt auch das für die magnetische Einwirkung charakteristische Glied fort, also es wird $m = 0$, und wir erhalten

$$\frac{4\pi^2 V^2}{\lambda_0^2} = \varphi \left(\frac{4\pi^2}{\lambda^2} \right).$$

Ist n der Brechungsindex, so ist $\lambda_0 = n\lambda$, also

$$\frac{4\pi^2 V^2}{\lambda_0^2} = \varphi \left(\frac{4\pi^2 n^2}{\lambda_0^2} \right) \quad \dots \dots \dots 4)$$

¹⁾ Ähnlich wie Mac Culloch, um die Drehung der Polarisationsebene in optisch aktiven Substanzen zu berechnen, Glieder mit $\frac{\partial^3 z}{\partial t^3}$ und $\frac{\partial^2 v}{\partial t^2}$ weglassen und nur die Differentialquotienten nach x in den Gleichungen zulassen.

Bezeichnen wir den Werth $\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi n}{\lambda_0} = \kappa$, so werden die Werthe $\frac{2\pi}{\lambda_1}$ und $\frac{2\pi}{\lambda_2}$ nur sehr wenig von κ abweichen und wir werden sie gleich $\kappa \pm \varepsilon$ setzen können, wo ε eine sehr kleine Grösse ist. Dann ist der Phasenunterschied zwischen den beiden circularschwingenden Strahlen beim Austritt aus dem magnetisch drehenden Medium, also die Drehung ϱ der Polarisationssebene proportional ε . Entwickeln wir die Werthe $\frac{2\pi}{\lambda_1}$ und $\frac{2\pi}{\lambda_2}$ in den Gleichungen 3 nach dem Taylor'schen Satz, so folgt

$$\varepsilon = \frac{m\psi\left(\frac{2\pi V}{\lambda_0}, \kappa^2\right)}{2\kappa\varphi^1(\kappa^2)}.$$

Aus Gleichung 4) folgt, da n von λ_0 abhängig ist,

$$\frac{1}{\varphi^1(\kappa^2)} = \frac{1}{V^2} \left(n^2 - \lambda n \frac{dn}{d\lambda} \right),$$

also

$$\varepsilon = \frac{\lambda}{2\pi V^2} \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right) \psi \left[\frac{2\pi V}{\lambda_0}, \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \right]. \dots\dots 5)$$

Enthielte nun in den Gleichungen 1) das zweite Glied, wie bei Airy und Neumann, nur den ersten Differentialquotienten $\frac{dv}{dt}$ und $\frac{du}{dt}$, so wäre beim Einführen der Werthe 2) in die Gleichungen 1) $\psi = \frac{2\pi V}{\lambda_0}$ und die Drehung

$$\varrho_1 = \text{const.} \frac{m}{V} \left(n - \lambda_0 \frac{dn}{d\lambda} \right). \dots\dots\dots 6)$$

Wäre $\psi(D_t D_z) v = \frac{d^3 v}{d\lambda^2 dt}$ und $\psi(D_t D_z) u = \frac{d^3 u}{d\lambda^2 dt}$ oder, wie aus einer Theorie von Maxwell folgt¹⁾, $\psi(D_t D_z) u = \frac{d^3 u}{d\lambda^2 dt}$ und

$$\psi(D_t D_z) v = \frac{d^3 v}{dt^3},$$

so würde

$$\varrho_2 = \text{const.} \frac{4\pi^2 m}{V} \frac{n^2}{\lambda_0^2} \left(n - \lambda_0 \frac{dn}{d\lambda} \right). \dots\dots\dots 7)$$

oder

$$\varrho_3 = \text{const.} \frac{4\pi^2 m V}{\gamma_0^2} \left(n - \lambda_0 \frac{dn}{d\lambda} \right). \dots\dots\dots 8)$$

Es ist hiernach, da $m = I \cos \xi$ ist, und diese Kraft auf alle vom Licht durchlaufenen Theile des Körpers wirkt, die Drehung ξ der magnetischen

1) Vgl. das Schlusscapitel des Werkes.

Kraft I dem Cosinus ihrer Neigung gegen die Richtung des Lichtstrahles und der Länge des Körpers proportional.

687 Drückt man das Brechungsverhältniss n empirisch als Function von der Wellenlänge λ durch eine Formel, wie z. B. die von Cauchy

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots$$

aus, so ist nach den Untersuchungen von Verdet¹⁾ und Gernez für

	A	B	C
Schwefelkohlenstoff	1,5818	112,83	8,1454
Creosot	1,5174	76,918	2,8683.

Berechnet man hiernach die magnetischen Drehungen der Polarisationssebene in den beiden genannten Stoffen entsprechend den Formeln 6) bis 8) und setzt die Drehungen für E gleich 1, so ist

Schwefelkohlenstoff:

	C	D	E	F	G
Drehung beobachtet	0,592	0,768	1	1,234	1,704
nach Formel 6	0,943	0,967	1	1,034	1,091
" " 7	0,589	0,760	1	1,234	1,713
" " 8	0,606	0,772	1	1,216	1,640

Creosot:

	C	D	E	F	G
Drehung beobachtet	0,573	0,578	1	1,241	1,723
nach Formel 6	0,976	0,993	1	1,017	1,041
" " 7	0,617	0,780	1	1,210	1,603
" " 8	0,627	0,789	1	1,200	1,565

Die berechneten Resultate weichen von den beobachteten weit über die Grenzen der Beobachtungsfehler hinaus ab, so dass also die Formeln noch nicht als theoretisch richtige gelten können; für den Schwefelkohlenstoff schliesst sich die Formel 8) noch am besten der Beobachtung an, nicht aber für das Creosot.

Es genügen demnach die bisher aufgestellten Theorien noch nicht zur Erklärung der Drehung der Polarisationssebene durch den Strom und den Magnet.

Die negative Drehung in Lösungen von magnetischen Salzen würde sich vielleicht aus der überwiegenden Wirkung der Molekularströme der magnetisch gerichteten Salztheilchen über die Wirkung der entgegengesetzt fliessenden Molekularströme der übrigen diamagnetischen Bestand-

¹⁾ Verdet, Ann. de Chim. et Phys. [4] T. LXIX, p. 1. 1863*

theile der Lösung erklären. Doch wären hierzu noch weitere Untersuchungen erforderlich.

II. Vermeintliche Erregung des Magnetismus durch Licht.

Man hat in früherer Zeit vielfach angenommen, dass eine nahe directe 688
Beziehung zwischen dem Magnetismus des Stahles und dem Lichte existire. Namentlich Morichini¹⁾ glaubte zeigen zu können, dass das violette und ultraviolette Licht in einer unmagnetischen Stahlnadel einen Nordpol hervorbringe, wenn es sie nur auf der einen Hälfte beleuchte, dass auch wohl das rothe Licht sie entmagnetisire, und Mrs. Sommerville²⁾ wies in gleicher Art nach, dass eine am einen Ende mit blauer Seide umwickelte Nähnaedel bei Bestrahlung durch das Sonnenlicht daselbst einen Nordpol erhalte. Auch Christie³⁾ hat beobachtet, dass die Schwingungsweite einer Magnetonadel unter dem Einfluss des Sonnenlichtes schneller abnehme als im Dunkeln. Endlich hat auch Baumgärtner⁴⁾ zu zeigen versucht, dass eine an verschiedenen Stellen ungleich stark erleuchtete Nadel an den helleren Stellen, so wie eine ungleich polirte Nadel bei der Bestrahlung durch weisses Licht an den polirten Stellen Nordpole erhalte.

Nach manchen entgegengesetzten Erfahrungen ist endlich durch sehr ausgedehnte und sorgfältige Versuche von Riess und Moser⁵⁾ nachgewiesen worden, dass alle diese Resultate nur zufälligen Umständen ihren Ursprung verdanken. Entweder hatten die Nadeln schon vor der Bestrahlung einen gewissen Magnetismus, den die früheren Beobachter nicht bemerkten, weil sie, statt wie Riess und Moser die Nadeln an einem Coconfaden aufzuhängen, dieselben auf ein auf einer Spitze schwebendes Achathütchen brachten, dessen Reibung den schwachen Magnetismus der Nadeln überwand; oder die Nadeln waren, als man, um ihren Magnetismus zu bestimmen, ihre Schwingungszahl in einer bestimmten Zeit maass, durch Annähern eines Magnetstabes in Bewegung gesetzt worden, wodurch sie schon magnetisirt werden konnten. Riess und Moser brachten sie stets durch einen kupfernen Haken in Schwingungen. Auch waren die Nadeln beim Poliren wohl öfter in der Nordsüdrichtung gehalten worden, so dass sie in Folge der dabei stattfindenden Erschütterungen durch den Erdmagnetismus magnetisirt wurden.

Riess und Moser erhielten, bei Vermeidung aller Fehlerquellen,

¹⁾ Morichini, *Gilb. Ann.* Bd. XLIII, S. 212. 1813*; *Kastner's Archiv* Bd. VIII, S. 105. 1826*. — ²⁾ Mrs. Sommerville, *Ann. de Chim. et de Phys.* T. XXXI, p. 393. 1826*. — ³⁾ Christie, *Phil. Trans.* 1826. Pt. II, p. 219*. — ⁴⁾ Baumgärtner, *Zeitschr. f. Phys. u. Math.* Bd. I, S. 263. 1826*; auch Zantedeschi, *Bibl. univ.* Vol. XLI, p. 64; *Pogg. Ann.* Bd. XVI, S. 187. 1829* u. Andere. Wir begnügen uns, nur einige dieser Versuche anzuführen, da dieselben doch alle keine bestimmten Resultate ergeben haben. Vgl. die übrige Literatur in Gehler's Wörterbuch Bd. VI, 2, S. 873. 1836*. — ⁵⁾ Riess und Moser, *Pogg. Ann.* Bd. XVI, S. 563. 1829*.

selbst unter den günstigsten Umständen nie eine Aenderung des permanenten Magnetismus oder auch nur eine temporäre Magnetisirung durch das Licht. Da Mrs. Sommerville angegeben, dass, besonders wenn die Masse der bestrahlten Nadeln klein wäre, ihre Magnetisirung stark würde, wandten sie häufig zugespitzte cylindrische Nadeln von höchstens $2\frac{1}{3}$ " Länge und auch Uhrfedern an. Die Oscillationsdauer der Nadeln änderte sich durchaus nicht, als ihre eine Hälfte eine Zeitlang des Strahlen des violetten Theiles des Spectrums ausgesetzt worden war. Auch ergab sich eine solche nicht, als durch eine Linse das violette Licht des Spectrums zu einem kleinen Kreise concentrirt, und derselbe von dem Nordende der Nadeln gegen ihre Mitte langsam hingeführt wurde ¹⁾. — Auch änderte sich die Schwingungsdauer einer kleinen Magnetnadel, welche vor einer 2 Zoll langen, verticalen Stahlnadel so aufgehängt war, dass ihr Südpol mit dem unteren Ende der letzteren in einer Ebene lag, durchaus nicht, als auf das untere Ende der Stahlnadel mittelst eines Heliostates der violette Theil des Spectrums geleitet worden war. Also auch während der Bestrahlung wurde die Nadel nicht temporär magnetisirt. Ebensowenig erhielten Riess und Moser bei Vermeidung aller übrigen magnetisirenden Einflüsse positive Resultate mit Nadeln, die nur am einen Ende polirt waren, mochten sie das violette oder weisse Licht direct oder durch eine Linse concentrirt auf das polirte Ende der Nadel geleitet haben. Es ergab sich nur zuweilen bei magnetisirten Nadeln in Folge der starken Erwärmung eine Schwächung ihres Magnetismus.

¹⁾ Aehnlich wie Barlocchi, Gehler's Wörterb. I. c.

Drittes Capitel.

Beziehungen des Magnetismus zur chemischen Verwandtschaftskraft, zur Krystallisation und Gravitation.

Man hat früher viele Versuche angestellt, um eine directe Beziehung **689** des Magnetismus zur Krystallisationskraft und zur chemischen Verwandtschaftskraft zu finden.

So sollte nach Arnim ¹⁾ der Anker eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes beim Befeuchten mit Wasser leichter am Nordpol des Magnetes rosten; Ritter ²⁾ wollte beobachtet haben, dass Eisenmagnete am Südpol oxydirbarer sind; Cavallo ³⁾ meinte, eine Magnetnadel würde von Eisenfeilen stärker angezogen, wenn sie von verdünnter Schwefelsäure oder Salzsäure chemisch angegriffen würden; Maschmann, Hansteen ⁴⁾ und Andere wollten beobachtet haben, dass der aus einer Lösung von salpetersaurem Silberoxyd durch Quecksilber in einem Uförmigen Rohr reducirte Silberbaum in dem nach Norden gekehrten Schenkel desselben höher wüchse als in dem anderen; ebenso Lüdicke ⁵⁾, dass die Krystalle aus einer Lösung von essigsäurem Bleioxyd u. s. w. in einem über den Magnetpolen aufgestellten Gefäss hauptsächlich an den nicht zwischen den Polen befindlichen Stellen anschössen; Kastner ⁶⁾, dass in einem Bleizuckerlösung liegenden Glasrohr, in welchem eine Magnetnadel in der Richtung des magnetischen Meridians befestigt ist, die Krystallisation hauptsächlich an den Polen der Nadel stattfände. Endlich beobachtete auch Rendu ⁷⁾, dass in einem Uförmigen Rohr, in dessen Schenkel zwei an die Pole eines hufeisenförmigen Magnetes gehängte Eisendräthe hinein-

¹⁾ Arnim, Gilb. Ann. Bd. III, S. 59; Bd. V, S. 394. 1800°. — ²⁾ Ritter, Beiträge Bd. II, S. 328. 1805°. — ³⁾ Cavallo, Phil. Trans. 1787, p. 16°. — ⁴⁾ Maschmann und Hansteen, Gilb. Ann. Bd. LXX, S. 234. 1822°; auch Schweigger und Döbereiner, Schweigg. Journ. Bd. XLIV, S. 85. 1825°. — ⁵⁾ Lüdicke, Gilb. Ann. Bd. LXVIII, S. 76. 1821°. — ⁶⁾ Kastner, Kastner's Archiv Bd. VI, S. 448. 1825°; vergl. auch Hunt, Phil. Mag. Vol. XXVIII, p. 1. 1846°; Vol. XXXII, p. 252. 1848°. — ⁷⁾ Rendu, Ann. a Chim. et de Phys. T. XXXVIII, p. 196. 1828°; Kastner's Archiv, Bd. XV, S. 335° und Andere.

ragten, ein Aufguss von Rothkohl sich beiderseits grün färbte, dass diese einträte, selbst wenn die Dräthe mit Glasröhren bedeckt waren; u. s. w.

Schon Erman ¹⁾ hatte indess bewiesen, dass die Versuche von Ritter und Arnim durchaus unrichtig sind, indem beide Pole eines Magnetes in feuchter Luft ganz gleichmässig rosten, wenn sie sonst nicht ungleich sind; auch Dulk ²⁾ hat gezeigt, dass die Bildung der Silbervegetation durchaus nicht von dem Magnetismus beeinflusst wird. Endlich hat Erdmann ³⁾ durch eine Reihe sorgfältiger Versuche bewiesen, dass alle positiven Resultate, welche scheinbar in diesem Felde erhalten worden sind, nur zufälligen Umständen zuzuschreiben sind, dass sich bei öfterer Wiederholung derselben unter verschiedenen Verhältnissen ebenso oft die entgegengesetzten Resultate ergeben und in vielen Fällen, z. B. in dem Versuch von Rendu, schon das Eisen als solches, ohne magnetisirt zu sein, dieselben Wirkungen hervorbringt. — Es ist damit die Beziehung des Magnetismus zur chemischen Verwandtschaft und Krystallisationskraft als völlig unerwiesen zu betrachten, wenigstens so weit diese Versuche gehen (vgl. §. 645).

690 Auf die Cohäsion der Flüssigkeiten scheint der Magnetismus keinen Einfluss zu haben. Als Mousson ⁴⁾ zwischen die Pole eines starken Elektromagnetes eine Schale voll Wasser oder Eisenvitriollösung stellte und in diese Capillarröhren einsenkte, änderte sich beim Schliessen des magnetisirenden Stromes der Stand der Flüssigkeiten im Capillarrohr nicht. Ebenso wenig zeigte sich eine solche Aenderung, als eine enges Uförmig gebogenes Capillarrohr mit den betreffenden Flüssigkeiten gefüllt und mit dem einen Schenkel dem Magnetpol genähert wurde, während der andere möglichst weit von demselben entfernt war.

691 Eine Beziehung der magnetischen Kräfte zur Gravitation hat Faraday ⁵⁾ vergebens aufgesucht. Weder als er eine Drathspirale, deren Drathenden mit einem Galvanometer verbunden waren, für sich fallen liess, oder dabei in sie einen Kupferkern oder auch einen Eisenkern einlegte, noch als er in einer feststehenden Spirale Stücke von Kupfer, Glas, Schellack, Schwefel auf- und niederbewegte oder dieselben auch dabei in Rotation versetzte, konnte er eine Ablenkung der Galvanometernadel beobachten. Eine solche zeigte sich auch bei den letzterwähnten Versuchen nicht, als bei jedem Auf- oder Niedergang der Stäbe die Verbindungen der Spirale mit dem Galvanometer umgekehrt wurden.

¹⁾ Erman, Gilb. Ann. Bd. XXVI, S. 139. 1807*. — ²⁾ Dulk, Kastner's Arch. Bd. VI, S. 457. 1825*. — ³⁾ Erdmann, Schweigg. Journ. Bd. LVI, S. 24. 1829*. — ⁴⁾ Brunner und Mousson, Pogg. Ann. Bd. LXXIX, S. 141. 1850*. — ⁵⁾ Faraday, Exp. Res. Ser. XXIV, 1850*.

I N H A L T.

I. Elektrodynamik.

	Seite
Erstes Capitel. Anziehung und Abstossung galvanischer Ströme.	
I. Allgemeine experimentelle Resultate	1
II. Grundgesetze der Elektrodynamik	18
III. Bestätigung der Grundgesetze mittelst des Elektrodynamometers	49
Zweites Capitel. Verhalten der galvanischen Ströme gegen die Erde	68

II. Elektromagnetismus.

Erstes Capitel. Allgemeine Theorie des Magnetismus. Verhalten der Magnete gegen galvanische Ströme.	
I. Allgemeine Uebersicht über die Theorie der Magnetisirung durch galvanische Ströme	79
II. Magnetisirungsmethoden	89
III. Verhalten zweier Magnete gegeneinander	100
IV. Wechselwirkung zwischen Strömen und Magneten. Grundgesetze	106
V. Vergleichung des Verhaltens der Magnete und Solenoide	125
VI. Rotationen bei der Wechselwirkung von Strömen und Magneten.	
A. Allgemeine Theorie der Rotationen	135
B. Rotation eines Stromesleiters um einen Magnet	142
C. Rotation eines Stromesleiters durch den Erdmagnetismus	155
D. Rotation eines Magnetes durch einen Stromesleiter	158
VII. Elektromagnetisches Verhalten biegsamer Leiter	170
VIII. Elektromagnetisches Verhalten des galvanischen Lichtbogens	171
IX. Einwirkung des Magnetismus auf Ströme von veränderlicher Bahn	173
X. Berechnung der Wirkung geschlossener Ströme auf einen Magnetpol	175

	Seite
Zweites Capitel. Magnetische und elektromagnetische Messmethoden.	
I. Absolutes Maass des Magnetismus	191
II. Elektromagnetische und elektrodynamische Messapparate	219
III. Zurückführung der Messungen der Stromintensität auf absolutes Maass	296
Drittes Capitel. Gesetze der Magnete und Elektromagnete.	
I. Verschiedene Formen der Magnete und Elektromagnete	301
II. Methoden zur Untersuchung der Gesetze der Magnete und Elektromagnete	309
III. Bestimmung der temporären und permanenten Magnetisirung nicht in sich geschlossener Magnete.	
1. Abhängigkeit von der magnetisirenden Kraft und dem Stoff der Magnete	329
2. Einfluss der Gestalt auf das Moment der Magnete und Elektromagnete, deren Axe keine in sich geschlossene Curve bildet.	
a) Mathematische Berechnung der Vertheilung des Magnetismus. Versuche über den Magnetismus der Kugeln und Ellipsoide	385
b) Moment von Körpern von verschiedener Gestalt, namentlich von verschieden langen und dicken Stäben.	
1. Allgemeines	406
2. Einfluss der Dicke von Stäben auf ihr magnetisches Moment	422
3. Einfluss der Länge	441
4. Empirische Sätze über das Verhalten der Magnete von verschiedener Gestalt und verschiedenem Gewicht	471
5. Anziehung von Eisen- und Stahlstäben durch die Magnetisirungsspiralen	475
6. Anziehung und Tragkraft der nicht in sich geschlossenen Elektromagnete	486
IV. Verhalten der Magnete, deren Axe eine in sich geschlossene Curve bildet.	
1. Allgemeine Beziehungen	510
2. Tragkraft und Anziehung geschlossener Magnete.	
a) Einfluss der magnetisirenden Kraft	520
b) Einfluss der Lage der Magnetisirungsspiralen	527
c) Einfluss der Härte des Eisens und Stahls	528
d) Einfluss der Entfernung des Ankers vom Magnet	529
e) Einfluss der Dicke der Hufeisenmagnete und Anker	531
f) Einfluss der Länge der Schenkel	532
g) Einfluss des Abstandes der Schenkel	535
h) Einfluss der Berührungsfläche	534
i) Fernere empirische Sätze über die Tragkraft	534

Inhalt.

VII

	Seite
V. Verhalten der Radmagnete	536
VI. Magnetische Reibung	537
VII. Magnetische Figuren	540
 iertes Capitel. Wechselbeziehungen zwischen dem Magnetismus	
und dem mechanischen Verhalten der Körper.	
I. Einfluss der Erschütterungen auf den Magnetismus	546
II. Beziehungen zwischen Torsion und Magnetismus.	
1. Einfluss der Torsion auf den Magnetismus	549
2. Einfluss der Magnetisirung auf die Torsion	559
III. Beziehungen zwischen dem magnetischen Moment und den me- chanischen Veränderungen der Länge der Eisenstäbe	574
IV. Beziehungen der Magnetisirung zur Biegung	583
V. Einfluss der Magnetisirung auf das Volumen, die Elasticität und die Härte des Eisens	584
VI. Einfluss der Magnetisirung auf die thermische und elektrische Leitungsfähigkeit und das thermoelektrische Verhalten des Ei- sens	586
VII. Erzeugung von Tönen bei der Magnetisirung	595
 ünftes Capitel. Beziehungen des Magnetismus zur Wärme.	
I. Einfluss der Temperaturänderungen auf den Magnetismus	603
II. Erzeugung von Wärme beim Magnetisiren	625
 III. Magnetisches Verhalten aller Körper. 	
erstes Capitel. Diamagnetismus.	
I. Allgemeine Gesetze	633
II. Abhängigkeit von der magnetisirenden Kraft	671
III. Quantitative Bestimmungen des Magnetismus und Diamagnetis- mus verschiedener Körper	684
IV. Magnetisches Verhalten der Krystalle	708
V. Einfluss der Wärme auf das magnetische und diamagnetische Verhalten der Körper	734
 weites Capitel. Beziehungen des galvanischen Stromes und des	
Magnetismus zum Licht und zur strahlenden Wärme.	
I. Drehung der Polarisationssebene des Lichtes und der Wärme durch den galvanischen Strom	740
II. Vermeintliche Erregung des Magnetismus durch Licht	773
 rittes Capitel. Beziehungen des Magnetismus zur chemischen	
Verwandtschaftskraft, zur Krystallisation und Gravitation	
	775





