Abschnitt V.

Magnetismus.

§ 224. Die bisher besprochenen Erscheinungen beruhten auf der Bewegung von Körpern und Molekeln, welche alle das Gemeinsame hatten, von der Erde angezogen zu werden, schwer zu sein. Wir haben nun eine weitere Reihe von Erscheinungen zu besprechen, welche man durch die Annahme zu erklären versucht hat, es existierten Substanzen, auf welche die Schwere nicht wirkt, sog. Imponderabilia, wie man solche früher auch als den Wärmeerscheinungen zu Grunde liegend gedacht hatte.

Die Erscheinungen des Magnetismus, der Elektrizität und des Lichts sind es, welche so erklärt werden. Die magnetischen und elektrischen Vorgänge sehen vielfach so aus, als ob Flüssigkeiten von einem Körper zum anderen überströmten; man nahm daher die Existenz zweier magnetischer und zweier elektrischer imponderabler Fluida an. Allmählich lernte man aber immer mehr Beziehungen zwischen magnetischen und elektrischen Vorgängen kennen, beide Gebiete erwiesen sich als nahe verwandt. In den letzten Jahrzehnten häufen sich ebenso die Thatsachen, welche Elektrizität und Magnetismus in nächste Beziehung zur Optik setzen und es wahrscheinlich machen, dass alle diese Erscheinungen Aeusserungen eines und desselben imponderablen Mediums, des Lichtäthers seien.

Wenn wir sagen, diese Substanzen seien der Schwere nicht unterworfen, so ist damit nicht gesagt, dass sie auch der Trägheit nicht unterworfen seien, was mitunter verwechselt wird. Es gibt im Gegenteil Erscheinungen, welche auf die Existenz von Trägheit hindeuten.

§ 225. Es war schon den Griechen bekannt, dass sich Steine finden, welche die Fähigkeit haben, Eisen anzuziehen. Sie wurden namentlich in der Nähe der kleinasiatischen Stadt Magnesia gefunden und erhielten daher den Namen magnetische Steine. Wir wissen nun, dass sie sich an vielen Orten finden und ein Eisenerz, Eisenoxydoxydul sind. Tauchen wir einen solchen Stein in Eisenfeilicht, so bleibt dasselbe namentlich an einzelnen Stellen stark hängen, man nennt dieselben Pole. Legen wir an einen solchen Pol ein Eisenstäbchen, so wird es festgehalten; es zeigt sich, dass dann das Stäbchen selbst andere Eisenstückchen anzieht, dass es selbst ein Magnet geworden ist. Darauf beruht die sog. Armierung der natürlichen Magnetsteine: man legt über die stärksten Pole zwei Bleche aus weichem Eisen; dann werden diese unter dem Einfluss aller Pole magnetisiert, und wir finden an ihnen zwei kräftigere Pole, als es die einzelnen Stellen des natürlichen Magnets waren.

Sobald wir aber die Armatur oder obiges Eisenstäbchen vom Magnet entfernen, verliert es sofort seine magnetische Eigenschaft; es erscheint wieder als gewöhnliches Eisen, welches keine Anziehung ausübt.

Ganz anders verhält sich Stahl; wenn wir einen Stahlstab an den Magnet halten, so wird er zwar auch magnetisch, aber sehr viel schwächer als weiches Eisen; wir müssen den Stahlstab vielmehr längere Zeit mit dem Magnet in Berührung lassen, ihn dabei erschüttern, oder besser ihn mit dem Magnet streichen, ehe er kräftige magnetische Eigenschaften zeigt. Entfernen wir ihn aber dann vom Magnet, so behält er seinen Magnetismus, wir haben hier einen künstlichen Magnetstab hergestellt, der wegen seiner regelmässigen Form und Beschaffenheit zu weiteren Versuchen besonders geeignet ist.

§ 226. Solch künstlicher Magnetstab zeigt an seinen Enden besonders kräftige Anziehung, er besitzt also zwei Pole. Wenn wir zwei solcher Magnete haben, so zeigt sich weiter ein Unterschied zwischen den beiden Polen: der eine Pol des ersten Stabes zieht nur einen Pol des zweiten Stabes an, stösst dessen anderen Pol aber ab, und der zweite Pol des ersten Stabes verhält sich zu den Polen des zweiten Stabes gerade umgekehrt. Besonders leicht ist dies zu erkennen, wenn wir den einen Stab horizontal so aufhängen, dass er sich um eine vertikale Axe drehen kann, die durch seine Mitte geht. Es zeigt sich dann, dass dieser Magnet von selbst sich in eine bestimmte Richtung stellt, ungefähr Nord-Süd, so dass ein bestimmter Pol sich stets nach Norden kehrt. Wir können daran die Pole unterscheiden, und nennen das sich nach Norden richtende Ende den *Nordpol*, das andere den *Südpol*. Wir können danach die obigen Anziehungs- und Abstossungserscheinungen so aussprechen, dass wir sagen: *ein Nordpol stösst einen Nordpol ab, zieht einen Südpol an, während ein Südpol einen Südpol abstösst, einen Nordpol anzieht*, oder: *gleichnamige Pole stossen sich ab, ungleichnamige ziehen sich an*. Daraus ergibt sich, dass, wenn von einem magnetischen Pol, z. B. einem Nordpol, ein Eisenstück angezogen wird, in demselben zunächst ein Südpol entwickelt werden muss. Man bezeichnet diese Wirkung als *magnetische Induktion*. Wir kommen so zum Schluss, dass nur ein solcher Körper magnetisch angezogen werden kann, welcher magnetisierbar ist.

§ 227. Bei einem Magnetstabe findet sich die Anziehung nur an den Enden, während der Stab in der Mitte ganz unmagnetisch erscheint. Aber das ist nur scheinbar; brechen wir den Stab durch, so findet sich, dass jede Hälfte wieder ein Magnet mit zwei Polen ist, indem sich an den Bruchenden jedes Stückes der zweite Pol findet, also an der Hälfte mit dem früheren Nordpol ein Südpol und an der Hälfte mit dem früheren Südpol ein Nordpol. Das wiederholt sich, wenn wir die Hälften abermals durchbrechen; wie kleine Teilchen wir auch abbrechen, stets findet sich an jedem ein Nordpol und ein Südpol. Dass trotzdem die Mitte unmagnetisch erscheint, erklärt sich leicht: Wenn wir die beiden Hälften des zerbrochenen Stabes wieder zusammenlegen (Fig. 158), so stossen in der Mitte ein Nord- und ein Südpol zusammen, und da der eine

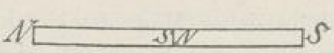

Fig. 158.

gerade das abstösst, was der andere anzieht, so müssen sie zusammen nach aussen unwirksam erscheinen. Nur an den Enden des Stabes, an die sich kein ungleichnamiger Pol anlegt, kann daher die anziehende oder abstossende Kraft sich frei äussern, im ganzen Innern muss der Stab unmagnetisch erscheinen.

§ 228. Zur Erklärung der magnetischen Kraft, welche dem Eisen oder Stahl mitgeteilt werden kann, hat man die Existenz eines Fluidums angenommen, oder vielmehr zweier, ein nordmagnetisches und ein südmagnetisches. Da ein magnetisierter Stahlstab nicht schwerer ist, als derselbe unmagnetisch, so sollen die Fluida imponderabel sein.

Weiter zeigt sich, dass wir mit einem natürlichen oder künstlichen Magneten beliebig viele andere Stahlstäbe magnetisieren können, ohne dass der erste dabei an Kraft verliert. Daraus folgt, dass beim Magnetisieren nicht etwa etwas von dem magnetischen Fluidum überfliessen kann, denn dann müsste es sich im ersten Stabe endlich erschöpfen. Man hat daher angenommen, jeder Stab besitze von vornherein gleiche Mengen Nord- und Südmagnetismus, welche überall gleichmässig gemischt und daher nach aussen unwirksam sind. Die Magnetisierung bewirke eine Trennung beider Fluida. Da wir aber gesehen, dass jedes kleinste Teilchen ein Magnet wird, so sollen in jedem einzelnen Molekel gleiche Mengen vorhanden sein und getrennt werden.

Am vollständigsten entspricht den Thatsachen eine noch etwas modifizierte Anschauung: Wir nehmen an, jedes Molekel des Eisens und Stahls sei von vorn herein immer ein Magnet — ob durch Verteilung magnetischer Fluida, oder auf andere Weise, ist dabei einerlei (vgl. § 307). Im unmagnetischen Eisen liegen diese Molekularmagnete ganz regellos nach allen Seiten gerichtet, so dass überall neben einem Nordpol sich auch Südpole finden, das Ganze nach aussen also unwirksam ist. Beim Magnetisieren sollen die Molekeln gedreht werden, so dass z. B. im weichen Eisen bei Berührung mit einem Nordpol alle Südpole der Molekeln angezogen werden. Der Unterschied zwischen Eisen und Stahl besteht darin, dass bei ersterem diese Drehung sehr leicht stattfindet, der Stab also sofort magnetisch wird; sobald aber die Kraft aufhört, kehren die Teilchen in ihre natürliche Lage zurück, das Eisen ist wieder unmagnetisch. Beim Stahl dagegen, der so viel härter ist, d. h. bei welchem zwischen den Molekeln viel grössere Anziehungskraft vorhanden ist, soll die Drehung nur unter Ueberwindung einer reibungsartigen Kraft vor sich gehen; daher ist der Stahlstab schwer zu magnetisieren; ist er aber einmal magnetisch, so widersteht dieselbe Reibungskraft einer Rückdrehung der Teilchen, der Stab bleibt magnetisch. Diese Reibungskraft nennt man die Koercitivkraft des Stahls.

Diese Auffassung wird durch eine ganze Reihe von Thatsachen bestätigt. Alle Umstände, welche die Molekeln beweglicher machen, wirken auf den magnetischen Zustand. Erschüttern eines Stahlstabes, z. B. Hämmern, vermindert den Magnetismus, vermehrt ihn dagegen, wenn der Stab sich gleichzeitig unter Einwirkung einer magnetischen Kraft befindet. Da, wie wir später besprechen werden, die Erde einen grossen Magnet bildet, sind sämtliche Stahlwerkzeuge stets mehr oder weniger magnetisch, da sie beim Gebrauch unter dem Einfluss des Erdmagnetismus erschüttert werden. — Ausglühen macht Stahlmagnete unmagnetisch, weil bei der hohen Temperatur die Molekeln beweglich werden und in ihre natürliche Lage zurückkehren. — Ein Eisen- oder Stahlstab lässt sich nur bis zu einer gewissen Grenze, der sog. Sättigung, magnetisieren; diese ist erreicht, sobald alle Molekeln einander parallel gestellt sind. — Es ergibt sich auch leicht die zweckmässigste Art des Magnetisierens: Man setzt auf die Mitte des zu magnetisierenden Stabes zwei Magnete mit ungleichnamigen Polen und bewegt beide gleichzeitig aus einander bis an die Enden des Stabes, setzt dann wieder in der Mitte auf u. s. w. Es liegen dabei die mittleren Teilchen des Stabes stets zwischen zwei kräftigen Polen, welche sie zu richten suchen. — Es folgt auch, dass ein Magnetstab kräftiger bleibt, wenn seinen Polen andere ungleichnamige Pole gegenüberstehen; dieselben halten nämlich gewissermassen durch ihre Anziehung die Molekeln fest. Daher ist es Regel, dass man stabförmige Magnete A und A_1 (Fig. 159) paarweise aufbewahrt und gegen ihre Enden weiche Eisenstäbe legt; bei den hufeisenförmigen Magneten wird ebenfalls ein weiches Eisenstück, der Anker, angelegt. Das weiche Eisen verwandelt sich in diesen Fällen in Magnete und wirkt konservierend. — Endlich ist zu erwähnen, dass einmal magnetisiertes Eisen immer Spuren von Magnetismus behält, sog. remanenten Magnetismus, weil auch das weichste Eisen nicht ganz frei von Koercitivkraft ist.

§ 229. Das Gesetz, nach welchem zwei magnetische Pole anziehend oder abstossend auf einander wirken, ist von Coulomb gefunden worden. Er konstruierte ein Messinstrument, welches sich auch für viele andere Fälle als sehr zweckmässig erwiesen hat, die Drehwage (Fig. 160). Auf ein Glasgefäss A mit kreisförmigem Querschnitt ist ein Glasdeckel a gesetzt, welcher in der Mitte eine Röhre B trägt. Dieselbe hat oben eine Kreisteilung C und durch deren Mitte geht ein Stift D hindurch mit Zeiger, so dass man seine Stellung oder Drehung an der Teilung ablesen kann. An dem Stift ist ein Faden aus Metall, Glas oder Quarz befestigt, der am unteren Ende einen im Gefäss horizontal schwebenden Magnetstab (eine magnetisierte Stricknadel) E trägt. Der Deckel hat ein Loch, durch welches man eine zweite genau ebenso behandelte und daher ebenso stark magnetisierte Stahlnadel vertikal hineinschieben kann. Wir wollen annehmen, gerade unter dem Loch hätte sich der Nordpol N_1 von E befunden — das können wir immer durch Drehen am Stift D erreichen.

Schieben wir nun die Nadel F mit dem Nordpol N_2 nach unten ein, so stossen sich die beiden Pole ab, die Nadel E wird sich

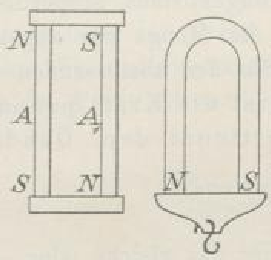

Fig. 159.

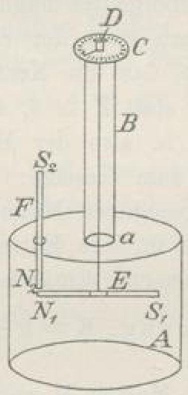

Fig. 160.

fortdrehen. Die Einwirkung der beiden Südpole können wir dabei vernachlässigen, wenn die Nadeln einigermassen lang sind. Die Wirkung der Abstossungskraft der beiden Nordpole können wir nun aufheben, wenn wir den Stift D in der Richtung drehen, dass der Pol N_1 dadurch in seine alte Lage zurückgeführt wird. Es sei dazu eine Drehung um den $\sphericalangle\ \omega$ nötig, so ist nach § 85 das Drehungsmoment, d. h. die Kraft, mit welcher der gedrillte Faden den Magnet zurückführt: $K = \frac{\pi}{2}\, k \,\frac{r^4}{l}\, \omega$, wo k den Torsionsmodul der Substanz des betreffenden Fadens, r den Radius und l die Länge desselben bedeutet. Bei jeder Entfernung von N_1 und N_2 ist K gerade gleich der abstossenden Kraft zwischen den beiden Polen, da K dieser das Gleichgewicht hält. Wir können also diese Kraft in absolutem Maß messen. Man kann den Stift D so weit drehen, dass N_1 bis auf 1, 2, 3 . . . *cm* an N_2 genähert wird; stets ist die abstossende Kraft gleich dem Drehungsmoment, das sich aus dem nötigen Drehungswinkel ω ergibt. Coulomb konnte auf diese Weise die Abhängigkeit der Kraft vom Abstand der Pole ermitteln. Er fand, dass sie dem Quadrat der Entfernung umgekehrt proportional sei. — Werden ungleichnamige Pole benutzt, so kann man ebensogut die anziehende Kraft messen, indem man den Drehungswinkel ω bestimmt, der zur Entfernung der Pole bis auf eine bestimmte Strecke nötig ist. Man findet das gleiche Gesetz.

Es handelt sich nun noch darum, die Abhängigkeit der Kraft von der Menge des magnetischen Fluidums zu bestimmen. Coulomb nahm dazu statt der einen Nadel E 2, 3 . . . gleiche Nadeln; es fand sich, dass die Kraft verdoppelt, verdreifacht wurde. Ebenso nahm er statt F 2, 3, 4 . . . Nadeln; die Kraft wuchs auch ihrer Zahl, d. h. also der Menge ihres Magnetismus proportional. So kam er zum Gesetze: nennen wir die Menge des abgestossenen oder angezogenen Magnetismus M, die des abstossenden oder anziehenden m, ihre Entfernung r, so ist die Kraft proportional den Massen, umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung, $K = k \frac{Mm}{r^2}$.

Die Massen M und m haben hier das gleiche oder entgegengesetzte Vorzeichen, je nachdem sie beide nordmagnetische oder südmagnetische Massen sind; die Abstossungskraft ist danach positiv zu rechnen, die Anziehung negativ.

Dies Gesetz lässt sich benutzen, um die Einheit des Magnetismus nach absolutem Maß zu bestimmen, was zuerst durch Gauss eingeführt wurde. Die Konstante k hängt von der gewählten Einheit ab; wir nehmen diese so, dass $k = 1$ wird, also $K = \frac{Mm}{r^2}$. Ist dann $M = m$, so ist $K = \frac{m^2}{r^2}$; für $K = 1$ und $r = 1$ soll $m = 1$ sein, d. h. diejenige Masse Magnetismus ist die Einheit, welche auf eine gleich grosse im Abstand 1 *cm* die Kraft 1, 1 Dyne, ausübt. Auch die Dimension der magnetischen Masse ergibt sich leicht:

$$m^2 = r^2 \,.\, \text{Kraft} = L^2 \left(M \frac{L}{T^2}\right), \text{ also } m = [L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}].$$

§ 230. Das Gesetz für die Anziehung magnetischer Massen ist ganz dasselbe wie das ponderabler Massen. Betrachtungen, die wir früher (§ 60) angestellt haben, und die Begriffe des Potentials und der Kraftlinien werden also auch hier ihre Geltung behalten. Wir können das Potential also hier folgendermassen definieren: es sei irgendwo eine magnetische Masse m gegeben; die Arbeit, welche nötig ist, um eine positive magnetische Einheit aus der Unendlichkeit bis zu irgend einer Stelle des Raumes an m heranzubringen, ist das Potential, welches m an dieser Stelle hervorbringt.

Das Potential kann positiv oder negativ sein, je nachdem die Masse m nord- oder südmagnetisch ist. In ersterem Falle müssen wir eine positive Arbeit leisten, um die positive Einheit heranzubringen, da eine abstossende Kraft wirkt, im zweiten Falle leistet die anziehende Kraft die Arbeit, nicht wir, daher ist das Potential negativ.

Wir können den Wert des Potentials leicht berechnen. Es sei in Fig. 161 m die wirkende Masse, die Masseneinheit befinde sich erst in A im Abstand r, dann in B im Abstand r_1. Die

Fig. 161.

Arbeit, die zur Verschiebung von A nach B nötig ist, erhalten wir, wenn wir die Kraft multiplizieren mit der Verschiebung. Letztere ist $r - r_1$. Die Kraft dagegen ist nicht konstant: in A ist sie nach dem Coulombschen Gesetz: $\frac{m \cdot 1}{r^2}$, in B: $\frac{m \cdot 1}{r_1^2}$. Die Arbeit $\frac{m}{r^2}(r - r_1)$ wäre also zu klein, $\frac{m}{r_1^2}(r - r_1)$ zu gross, wir nehmen einen mittleren Wert: $\frac{m}{r \cdot r_1}(r - r_1) = \frac{m}{r_1} - \frac{m}{r}$. (Die genauere Rechnung mittelst Integration zeigt, dass dies in der That richtig ist.) Liegt nun der Punkt A im Unendlichen, so ist $r = \infty$, $\frac{m}{\infty} = 0$, also $P = \frac{m}{r_1}$ ist die Arbeit, die nötig, um die magnetische Einheit unter der Wirkung der Masse m aus der Unendlichkeit bis nach B zu bringen, also das Potential von m in B. Sind mehrere magnetische Massen m_1, m_2, m_3 . . . vorhanden, von welchen der Punkt B die Abstände $r_1, r_2, r_3 \ldots$ hat, so ist das Potential im Punkte B

$$\frac{m_1}{r_1} + \frac{m_2}{r_2} + \ldots = \Sigma \frac{m}{r}.$$

Die Einheit des Potentials ist diejenige, für welche $m = 1$ und $r = 1$, d. h. das Potential 1 ist das Potential der magnetischen Menge 1 im Abstand 1 *cm*. Die Dimension des Potentials ist daher:

$$P = \frac{\text{magnetische Menge}}{\text{Länge}} = \frac{[M^{1/2} L^{3/2} T^{-1}]}{[L]} = [M^{1/2} L^{1/2} T^{-1}].$$

Den Raum rund um eine magnetische Masse herum, soweit noch magnetische Wirkungen sichtbar sind, nennt man das magnetische Feld des Poles. Wir haben in § 60 gesehen, dass wir uns das ganze magnetische Feld durch Flächen gleichen Potentials in Schichten geteilt denken können. Senkrecht zu den Flächen stehen die Kraftlinien, die an jeder Stelle die Richtung der Kraft angeben. Bei den magnetischen Kräften ist es nun sehr leicht, die Kraftlinien sichtbar zu machen. Nähern wir eine kleine an einem Faden aufgehängte Magnetnadel dem Pol, so nimmt sie die Richtung der Kraft an. Denken wir uns dann die Nadel so verschoben, dass sie immer an sich selbst angesetzt wird, so entsteht eine Linie, welche eine Kraftlinie ist. Sehr bequem können wir alle Kraftlinien im magnetischen Felde so erhalten: wir legen über den Pol oder die Pole ein Blatt Papier und streuen Feilspäne aus weichem Eisen darauf. Während des Fallens wird jedes Eisenstückchen ein kleiner Magnet, richtet sich, und durch ihre Anordnung zeichnen die Späne die Kraftlinien. Man kann so leicht zeigen, dass für einen Pol die Kraftlinien Radien sind, für Nord- und Südpol die Gestalt von Fig. 162 haben (vgl. Fig. 59). Wenn in einem Felde die Kraftlinien parallel laufen, wie es z. B. in grosser Entfernung vom Magnetpol der Fall ist, oder zwischen 2 ausgedehnten ungleichnamigen Polen, so nennt man das Feld gleichförmig. Die magnetische Intensität I eines Feldes an einer Stelle heisst die Kraft, welche hier auf die magnetische Masse 1 ausgeübt wird. Die Kraft, welche auf die Masse m ausgeübt wird, ist dann $K = m\,I$. Daraus ergibt sich die Dimension der magnetischen Intensität:

$$I = \frac{\text{Kraft}}{\text{magnetische Masse}} = \frac{[M\,L\,T^{-2}]}{[M^{1/2} L^{3/2} T^{-1}]} = [M^{1/2} L^{-1/2} T^{-1}].$$

§ 231. Wir haben gesehen, dass ein unmagnetischer Stab durch Trennung der magnetischen Mengen (oder Drehung der Teilchen) in einen Magnet verwandelt wird. Daraus ergibt sich ohne weiteres, dass in jedem Magnet gleich grosse Mengen von Nord- und Südmagnetismus vorhanden sein müssen, da sie sich vor ihrer Trennung nach aussen neutralisierten. Also ist $m_n = m_s$, oder wenn wir, wie es üblich ist, Nordmagnetismus positiv rechnen, Südmagnetismus negativ: $\Sigma m = 0$. Wir haben schon gesehen,

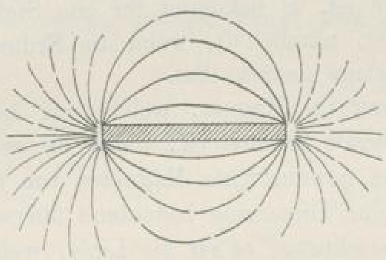

Fig. 162.

dass die Erde durch ihre Wirkung sich als ein grosser Magnet charakterisiert. Nennen wir den Magnetismus des uns zunächst gelegenen Erdpoles M, den Abstand von einem Teilchen m eines Magnets r, so ist die Kraft der Erde auf dies Teilchen $\frac{M m}{r^2}$. Um die Wirkung auf den ganzen Magnet zu erhalten, ist für alle Teilchen m die Summe der Wirkungen zu nehmen: $\Sigma \frac{M m}{r^2}$. Hier ist M und r als konstant zu betrachten, also: $\frac{M}{r^2} \Sigma m$, dies ist aber 0, da $\Sigma m = 0$. Nennen wir $\frac{M}{r^2} = E$ die Erdkraft (die Kraft auf $m = 1$), so ist also die anziehende oder abstossende Kraft der Erde auf einen Magnet: $E \Sigma m = 0$, d. h. es existiert keine solche Kraft.

Dies Resultat wird auch durch die Ueberlegung leicht klar, dass die Dimension des Magneten gegen die der Erde unendlich klein ist, daher der Nordpol gerade so stark von der Erde angezogen, wie der Südpol abgestossen wird, beide Wirkungen sich also aufheben.

Wenn aber die Erde den Magnet nicht zu verschieben sucht, so sucht sie ihn doch zu drehen. Das Drehungsmoment ist leicht zu finden. Sei in Fig. 163 A ein beliebig gestalteter Magnet, um C drehbar; sei C D eine in Richtung der magnetischen Erdkraft senkrecht zur Drehaxe gelegene Linie und m ein magnetisches Teilchen, dann greift die an ihm wirkende Kraft E m am Hebelarm a an, wenn wir damit den Abstand des Teilchens m von C D bezeichnen. Also ist das ganze Drehungsmoment

$$D = \Sigma E m a = E \Sigma m a,$$

wobei a oberhalb und unterhalb C D mit entgegengesetzten Vorzeichen zu nehmen ist. D bekommt für eine Stellung des Magnets den kleinsten Wert, nämlich 0, wenn die Erdkraft ihn bereits in die Gleichgewichtslage gedreht hat.

Eine Richtung im Magnet, welche bei dieser Stellung der Richtung der Erdkraft parallel ist, heisst die magnetische Axe desselben. Bei den gewöhnlichen Magneten von nadelförmiger Gestalt, bei denen eine Dimension bedeutend überwiegt, ist die Axe parallel der Längsrichtung; es ist die Linie, welche die Pole verbindet. D erhält dagegen seinen grössten Wert, wenn die magnetische Axe senkrecht zur Erdkraft steht; nennen wir für diesen Fall den Abstand jedes Teilchens von einer Ebene, die senkrecht zur magnetischen Axe durch irgend einen Punkt, z. B. den Drehpunkt, gelegt ist, x, so ist $D = E \Sigma m x$.

$\Sigma m x$ heisst das magnetische Moment des Stabes. Sei in Fig. 164 M ein magnetisches Teilchen mit der magnetischen Masse m im Abstand r vom Drehpunkt 0; r bilde mit der magnetischen Axe C D den Winkel α, während die Axe mit der Richtung der Erdkraft E F den Winkel φ bilde. Dann ist die Kraft, welche das Teilchen zu drehen sucht, E m, sie greift am Hebelarm M B an, also ist ihr Moment: $E m \,.\, MB = E m r \sin(\varphi + \alpha)$, also das Moment des ganzen Stabes:

$$E \Sigma m r \sin(\varphi + \alpha) = E \Sigma m r \sin\varphi \cos\alpha + E \Sigma m r \cos\varphi \sin\alpha$$
$$= \sin\varphi \, E \Sigma m r \cos\alpha + \cos\varphi \, E \Sigma m r \sin\alpha.$$

Nun ist $r \cos\alpha = MA = x$, $r \sin\alpha = MG =$ dem Abstand jedes Teilchens von der magnetischen Axe, daher $\Sigma m r \sin\alpha$ nach dem vorigen $= 0$; folglich ist das Moment, welches die Erde auf einen um den $\sphericalangle \varphi$ aus der Gleichgewichtslage abgelenkten Magnetstab ausübt: $\sin\varphi \, E \Sigma m x$; $E \Sigma m x$ wird die magnetische Direktionskraft des Magnetstabes genannt.

Das magnetische Moment bedingt die ganze Wirkung eines Magnetstabes; von ihm hängt es ab, wie stark die Erde oder ein anderer Magnet auf den Stab wirkt, aber auch, wie stark er drehend auf andere Magnete wirkt.

Das magnetische Moment, dessen experimentelle Bestimmung wir im nächsten Paragraphen besprechen, gestattet nun auch, die Menge Magnetismus, welche in den Polen vereinigt zu denken ist, in absoluten Einheiten zu messen.

In Wahrheit greifen an allen Teilchen eines unter dem Einfluss der Erdkraft befindlichen Magneten Kräfte an, die alle parallel sind. Nun sahen wir (§§ 46 und 47), dass man viele parallele Kräfte durch eine einzige ersetzen kann, und dass man den An-

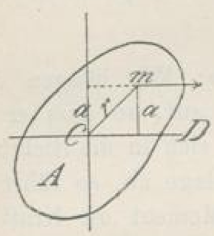

Fig. 163.

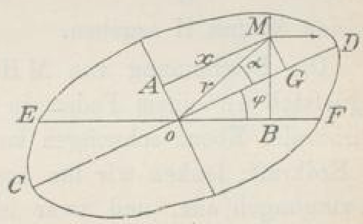

Fig. 164.

griffspunkt dieser Resultante ermitteln kann. So konnten wir die Schwerkräfte, welche auf alle Molekeln eines Körpers wirken, ersetzen durch seine Schwere, die wir uns im Schwerpunkt angreifend denken mussten.

Nennen wir den Abstand des Angriffspunktes der Resultante vom Drehpunkt in unserem Falle l, die Menge Magnetismus, welche im Angriffspunkt vereinigt zu denken ist, μ, so haben wir nach dem früheren: $l\mu = \Sigma\, m\, x$ für die eine Hälfte des Stabes, ebenso für die andere mit dem zweiten Pol, also zusammen $\Sigma\, m\, x = 2\, l\, \mu$. Die beiden Angriffspunkte der Resultanten der anziehenden und abstossenden Kraft nennen wir die Pole. Da sie an den Enden unserer Stäbe liegen, so ist $2\,l$ einfach die Länge des Magnets. Wir erhalten also $\mu = \frac{\Sigma\, m\, x}{2\, l}$, wir brauchen nur das magnetische Moment durch die Länge des Stabes zu dividieren, um die Menge des Magnetismus in jedem Pol zu erhalten.

Wir besprechen jetzt, wie das magnetische Moment gemessen werden kann.

§ 232. Wenn ein Magnet so aufgehängt ist, dass er sich um eine vertikale Axe drehen kann, wie es gewöhnlich der Fall ist, so wirkt auf ihn nicht die ganze Magnetkraft der Erde oder eines anderen Magneten, sondern nur deren horizontale Komponente. Die Grösse der Wirkung hängt weiter ab vom magnetischen Moment M des Magnets, und diese Grösse bestimmt die Stärke des Magnetstabes. Kennen wir sie, so können wir andererseits durch die Ablenkung die auf den Magnet wirkende Kraft bestimmen.

Die gleichzeitige Bestimmung des magnetischen Moments M eines Magnetstabes und der Horizontalkomponente des Erdmagnetismus, H, hat Gauss gelehrt. Er bestimmt das Produkt MH und den Quotienten $\frac{M}{H}$, woraus sich dann durch Multiplikation oder Division M und H ergeben.

Die Bestimmung von MH geschieht so: Wir hängen den Magnetstab an einem Faden in seiner Mitte auf, so dass er in horizontaler Ebene schwingen kann. Er stellt sich in die Richtung der Erdkraft; lenken wir ihn aus dieser Ruhelage ab, so führt er Schwingungen aus, und zwar ist in jedem Moment die Kraft D $= E \sin \varphi M$ proportional der Ablenkung, gerade wie beim Pendel. Daher muss auch hier dasselbe Gesetz für die Schwingungsdauer gelten (§ 54):

$$T = \pi \sqrt{\frac{\text{Trägheitsmoment}}{\text{Direktionskraft}}} = \pi \sqrt{\frac{A}{HM}},$$

wenn A das Trägheitsmoment ist.

Dasselbe wird bestimmt oder eliminiert, wie es in § 55 oder für Torsionsschwingungen in § 85 angegeben ist: man beobachtet die Schwingungsdauer T, hängt dann Gewichte an, die das Trägheitsmoment um a erhöhen, beobachtet die neue Schwingungsdauer T_1, so ist

$$A = a \frac{T^2}{T_1^2 - T^2}, \text{ also nach } T = \pi \sqrt{\frac{A}{HM}} : HM = \frac{a\pi^2}{T_1^2 - T^2}.$$

§ 233. Es ist nun $\frac{M}{H}$ zu finden. Dazu lassen wir denselben Magnetstab ablenkend auf eine Magnetnadel wirken, die so aufgehängt ist, dass man ihre Drehungen genau messen kann. Dabei werden zwei Stellungen benutzt: Die erste Hauptlage ist vorhanden, wenn die Verlängerung des ablenkenden Stabes senkrecht auf die Mitte der Magnetnadel trifft (Fig. 165). Nennen wir die Länge des ablenkenden Magneten 2l, den Abstand seiner

Mitte von S_1 oder N_1: r, so ist angenähert $SS_1 = r - l$, $NS_1 = r + l$. Ist in den Polen des Magneten die Masse m, in denen der Nadel μ, so ist daher die Wirkung von S auf S_1: $\frac{m\mu}{(r-l)^2}$, von N auf S_1: $-\frac{m\mu}{(r+l)^2}$; die Gesamtwirkung auf S_1 ist daher:

$$\frac{m\mu}{(r-l)^2} - \frac{m\mu}{(r+l)^2} = m\mu\,\frac{[(r+l)^2-(r-l)^2]}{(r^2-l^2)^2} = \frac{4\,m\mu\,l\,r}{(r^2-l^2)^2}.$$

Nun ist $2\,m\,l$ das magnetische Moment M des Stabes; ist r gross (und so allein wird der Versuch gemacht), so können wir l^2

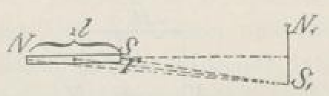

Fig. 165.

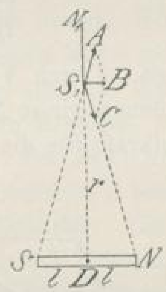

Fig. 166.

im Nenner gegen r^2 vernachlässigen; dann ist die Wirkung des Magnets auf den Südpol der Nadel $P = \frac{2\mu M}{r^3}$.

Der ablenkende Magnet kann noch in einer anderen Stellung, der zweiten Hauptlage, benutzt werden, nämlich so, dass die Senkrechte in seiner Mitte die Verlängerung der Nadel bildet (Fig. 166). Hier ist die Wirkung von S auf S_1: $\frac{m\mu}{r^2+l^2} = S_1A$; die Wirkung von N auf S_1: $-\frac{m\mu}{r^2+l^2} = S_1C$; die Gesamtwirkung ist gleich der Resultante S_1B; dieselbe berechnet sich leicht zu $P_1 = \frac{2\,m\mu\,l}{(r^2+l^2)\sqrt{r^2+l^2}}$. Setzen wir wieder $2\,m\,l = M$ und vernachlässigen l^2 gegen r^2, so wird $P_1 = \frac{M\mu}{r^3}$.

Die Magnetnadel steht nun in beiden Fällen unter der Wirkung von 2 Kräften, der Erdkraft $H\mu$ und der Kraft P oder P_1. Sie wird daher abgelenkt um den $\sphericalangle \varphi$ (Fig. 167), so dass ihre Richtung die Resultante beider Kräfte bildet, also für die erste Hauptlage:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{P}{H \mu} = \frac{2 M \mu}{H \mu r^3} = \frac{2}{r^3} \frac{M}{H},$$

und ebenso für die zweite Hauptlage:

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{P_1}{H \mu} = \frac{1}{r^3} \frac{M}{H}.$$

Messen wir daher den Ablenkungswinkel φ oder φ_1, den der Magnet in einer Entfernung r hervorbringt, so ist damit

$$\frac{M}{H} = \frac{r^3}{2} \operatorname{tg} \varphi \text{ oder } = r^3 \operatorname{tg} \varphi_1$$

gefunden. Durch Verbindung mit der früheren Bestimmung von MH können wir so M, das magnetische Moment des Stabes, und H, die Erdkraft für die betreffende Stelle des Raumes, bestimmen.

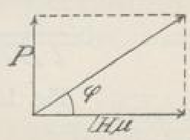

Fig. 167.

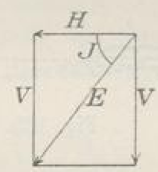

Fig. 168.

Es ist noch zu bemerken, dass die Formeln nur richtig sind, wenn r sehr gross gegen l ist; dann wird aber die Ablenkung sehr klein. Man muss daher φ mit Hülfe von Spiegelablesung bestimmen (§ 336); der Apparat, der für diese Ablenkungsbeobachtungen benutzt wird, heisst M a g n e t o m e t e r.

§ 234. Mit Hülfe eines Magneten, dessen Trägheitsmoment und magnetisches Moment man einmal bestimmt hat, kann man, indem man seine Schwingungsdauer bestimmt, durch die Gleichung

$$T = \pi \sqrt{\frac{A}{HM}}$$

die Kraft H, welche die Erde oder ein anderer Magnet an der Stelle hervorbringt, also die Intensität des magnetischen Feldes bestimmen; dieselbe ist immer umgekehrt proportional dem Quadrat der Schwingungsdauer.

§ 235. Wir wollen nun näher auf die magnetischen Eigenschaften der Erde eingehen. Die Erde übt an jeder Stelle eine Drehkraft aus, deren Richtung wir finden, wenn wir eine Nadel ganz frei beweglich um eine vertikale und horizontale Axe aufhängen. Man findet dann, dass die Nadel nicht nur in horizontaler, sondern auch in vertikaler Ebene gerichtet wird. Da die volle Beweglichkeit einer Nadel um zwei Axen schwer zu erreichen ist, benutzt man deren zwei, von denen die eine nur die horizontale, die andere nur die vertikale Richtung angibt. Erstere heissen Deklinationsnadeln, letztere Inklinationsnadeln.

Die Deklinationsnadel bildet mit dem geographischen Meridian einen Winkel φ, welchen man die Deklination nennt. Eine vertikale Ebene durch die magnetische Axe der Nadel heisst der magnetische Meridian des Ortes. Bringt man eine um eine horizontale Axe drehbare Nadel in den magnetischen Meridian, so bildet dieselbe mit der Horizontalen einen Winkel, den Inklinationswinkel. Deklination D, Inklination I und Intensität E bestimmen für jeden Ort die Grösse und Richtung der Erdkraft. Die in der Inklinationsrichtung wirkende Intensität der Erde E können wir in eine Horizontalkomponente $H = E \cos I$ und eine Vertikalkomponente $V = E \sin I$ zerlegen. Mittelst des Gaussschen Magnetometers, dessen Nadel nur in einer horizontalen Ebene drehbar ist, bestimmt man natürlich nur die Horizontalkomponente H, aus der man durch I die wahre Intensität berechnen kann. Inklination und Deklination sind seit vielen Jahrhunderten an einzelnen Stellen der Erde gemessen worden, seit diesem Jahrhundert, auf Veranlassung von Gauss, an vielen Orten.

Verbindet man Orte der Erdoberfläche, welche gleiche Deklination zeigen, so erhält man Kurven, welche ungefähr den Meridianen parallel laufen; sie heissen Isogonen. Verbindet man die Orte mit gleicher Inklination, so erhält man die sog. Isoklinen, welche ungefähr den Breitekreisen parallel laufen. Sie umgeben die magnetischen Pole kreisförmig, während die Isogonen nach den Polen hinlaufen. Kurven endlich, welche Orte mit gleicher Intensität verbinden, heissen Isodynamen. Die Isogonen zeigen, dass im Norden von Amerika ein Doppelpol liegt (es ist natürlich ein Südpol, da er die Nordpole der Magnetnadeln anzieht); der südliche Pol (ein Nordpol) liegt nach Gauss in der Gegend von 66° südlicher Breite, 146° östlich von Greenwich.

§ 236. Die Beobachtungen haben gezeigt, dass Deklination, Inklination und Intensität variabel sind. Wir können langsame säkulare Aenderungen, periodische tägliche Schwankungen, endlich ganz unregelmässige, besonders die Intensität betreffende Schwankungen unterscheiden.

Die säkulären Aenderungen werden durch folgende Beobachtungen der Deklination und Inklination zu Paris gezeigt:

Deklination:		Inklination:	
1850 . . .	11° 30′ östlich	1661	75° 00′
1618 . . .	8° „	1780	71° 48′
1663 . . .	0° „	1810	68° 50′
1700 . . .	8° 10′ westlich	1834	67° 24′
1785 . . .	22° „	1858	66° 36′
1814 . . .	22° 34′ „	Jetzt etwa . .	65°.
1849 . . .	20° 34′ „		
Jetzt etwa .	16° „		

Die Intensität ist, seit sie beobachtet wird, in diesem Jahrhundert andauernd gewachsen, seit 1850 etwa um 3 Prozent.

Folgende Tabellen gestatten, Deklination und Inklination für das mittlere Europa zu berechnen.

Westliche Deklination

(Länge von Greenwich).

Länge	4° W.	2° W.	0°	2° E.	4° E.	6° E.	8° E.	10° E.	12° E.	14° E.
Breite 45°	17.4	16.5	15.8	14.9	14.1	13.1	12.4	11.6	10.8	10.0
50°	18.6	17.4	16.5	15.8	14.9	13.8	12.9	11.9	11.0	9.9
55°	20.1	19.0	18.0	16.9	15.8	14.5	13.5	12.4	11.2	9.6

Inklination.

Länge von Greenwich	5° W.	0°	5° E.	10° E.	15° E.	20° E.	25° E.	30° E.
Breite 46° . . .	64.3	63.5	63.1	62.3	61.8	61.4	60.4	59.9
48°	65.7	65.0	64.6	63.9	63.3	63.0	62.2	61.7
50°	66.9	66.4	66.0	65.5	65.0	64.5	63.9	63.7
52°	68.4	67.7	67.2	66.7	66.4	66.0	65.4	65.2
54°	69.6	68.9	68.5	68.0	67.7	67.5	66.8	66.8

Die Zahlen gelten für das Jahr 1893; die Deklination nimmt jährlich ab um 0.1°, die Inklination um 0.017°.

Die täglichen Schwankungen sind derart, dass Deklination und Inklination vormittags wachsen, nachmittags abnehmen; die Schwankung ist im Winter kleiner, im Sommer grösser. Auch zeigt sich, dass die Grösse der Schwankung periodisch ab- und zunimmt, die Periode von 10—11 Jahren stimmt überein mit der Periode der Sonnenflecken. Alle diese Thatsachen deuten darauf hin, dass Einflüsse von der Sonne die Schwankungen bedingen.

Endlich kommen sog. magnetische Gewitter vor, bei welchen die Intensität ganz regellose Sprünge macht. Sie rühren offenbar von elektrischen Vorgängen auf der Erdoberfläche her, Gewittern, Nordlicht, Erdströmen u. s. w.

§ 237. Wir haben bisher nur Eisen und Stahl als Körper genannt, welche der magnetischen Induktion fähig sind, während eine grosse Menge anderer Körper es auch sind, allerdings in sehr viel schwächerem Grade. Das Coulombsche Gesetz $K = \frac{M\,m}{r^2}$ zeigt, dass man von einer sehr kleinen magnetischen Masse m doch noch eine kräftige Wirkung erhalten kann, wenn man ihr eine sehr grosse Masse M nähert. Man muss also sehr kräftige Magnete induzierend auf die Körper wirken lassen; werden sie dann angezogen, so sind sie magnetisch. Solche kräftige Magnete erhalten wir, wenn wir um weiche Eisenkerne starke galvanische Ströme kreisen lassen (§ 307); man nennt sie **E l e k t r o m a g n e t e**. Sie werden in Hufeisenform hergestellt, und zwischen ihre Pole die zu untersuchende Substanz in Form von Stäbchen an einem dünnen Faden aufgehängt. In einer magnetischen Substanz werden dann an den Enden die ungleichnamigen Pole entwickelt, dieselben werden angezogen und das Stäbchen stellt sich in die Verbindungslinie der Pole, was man a x i a l nennt. (Siehe Fig. 169, wo N und S die Magnetpole bedeuten, A das Stäbchen, welches axial steht.) So untersucht, erweist sich Nickel ziemlich stark magnetisch, Kobalt, Mangan, Platin und viele andere Substanzen wesentlich schwächer. Hängt man ein Wismutstäbchen auf, so stellt sich dasselbe senkrecht gegen die Verbindungslinie der Pole, ä q u a t o r i a l, ebenso Antimon, Zink, Silber u. s. w.

Es findet also offenbar auch bei diesen Substanzen eine Induktion statt, denn sonst würden sie sich gar nicht richten, aber es

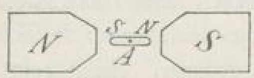

Fig. 169.

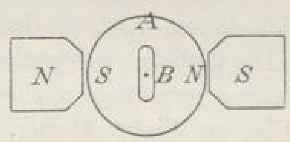

Fig. 170.

muss der gleichnamige Pol entwickelt werden, worauf die Pole sich abstossen; so allein kann die äquatoriale Stellung erklärt werden. F a r a d a y nennt Körper, die überhaupt induziert werden, magnetisch, solche, die sich axial stellen, wie Eisen, p a r a m a g n e t i s c h oder f e r r o m a g n e t i s c h, solche, die sich äquatorial stellen, wie Wismut, d i a m a g n e t i s c h.

Wie die festen Körper sind auch Flüssigkeiten teils para-, teils diamagnetisch; Wasser z. B. ist diamagnetisch. Die meisten Oxyde, Salze und Salzlösungen verhalten sich wie ihr Metall; doch gibt es Ausnahmen; z. B. sind die Eisensalze paramagnetisch, nur das gelbe Blutlaugensalz ist diamagnetisch.

Auch die Gase sind teils paramagnetisch, z. B. O, teils diamagnetisch, z. B. die Kohlenwasserstoffe.

Eine Erklärung für die Erscheinungen des Magnetismus und Diamagnetismus gibt die Thatsache, dass ein und derselbe Körper paramagnetisch oder diamagnetisch erscheinen kann, je nach dem Medium, in welchem er sich befindet. Das zeigt folgender Versuch: die meisten Glassorten, welche Spuren von Eisen enthalten, sind ausserordentlich schwach paramagnetisch, wenn wir sie in Luft zwischen die Pole bringen. Stellen wir aber zwischen letztere ein Gläschen mit Eisenchloridlösung, einer ziemlich stark paramagnetischen Flüssigkeit, und hängen dasselbe Glasstäbchen hinein (Fig. 170), so stellt es sich äquatorial, erscheint also diamagnetisch.

Diese Thatsache lässt sich so erklären: die Pole des Elektromagneten erzeugen die ungleichnamigen Pole sowohl in der Flüssigkeit als im Glasstab; durch die entstehenden Anziehungskräfte wird nun diejenige Substanz möglichst an die Pole herangezogen, bei welcher die Kraft am grössten ist. Da in unserem Falle Flüssigkeit und Stäbchen beweglich sind, wird daher der Kraft am meisten Folge gegeben werden, wenn das schwach magnetisierbare Stäbchen fortgedrängt und die stark magnetisierbare Flüssigkeit an seine Stelle getreten ist. Ein Körper wird demnach paramagnetisch oder diamagnetisch erscheinen, je nachdem er stärker oder schwächer magnetisierbar ist, als das Medium, in welchem er sich befindet. Faraday betrachtet für die Körper in Luft als solches den überall gegenwärtigen Lichtäther; derselbe muss also magnetisierbar sein, die paramagnetischen Körper stärker, die diamagnetischen schwächer als er.

Der obige Versuch hat ein Analogon im Auftrieb: sowohl Wasser als Holz sind schwer, d. h. werden von der Erde angezogen, aber das gleiche Volumen Holz schwächer als Wasser (d. h. das spezifische Gewicht ist geringer). Eine Folge davon ist, dass Holz unter Wasser gar nicht von der Erde angezogen, sondern scheinbar abgestossen wird, was wir Auftrieb nennen. Die stärkere Anziehung des Wassers überwindet die schwächere des Holzes, dieses wird gegen die Richtung der Anziehungskraft fortgedrängt. Ganz ebenso wird Eisenchlorid und Glas von den Polen angezogen; da aber die Anziehung des Eisenchlorids grösser ist, so muss es das Glasstäbchen so weit wie möglich gegen die Richtung der Kraft verdrängen, d. h. es äquatorial stellen.