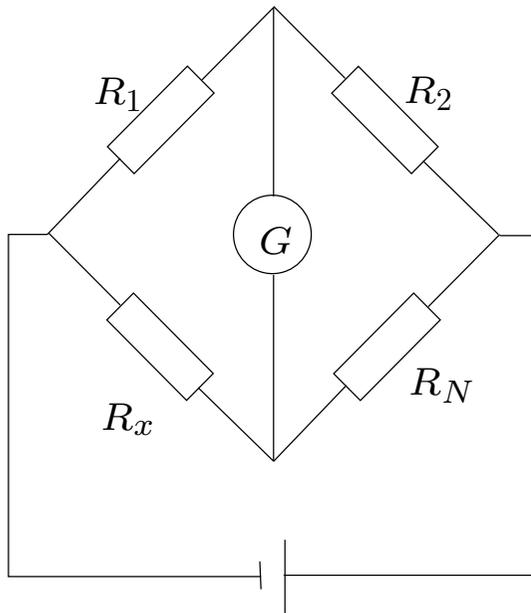


Wheatstonesche Brücke



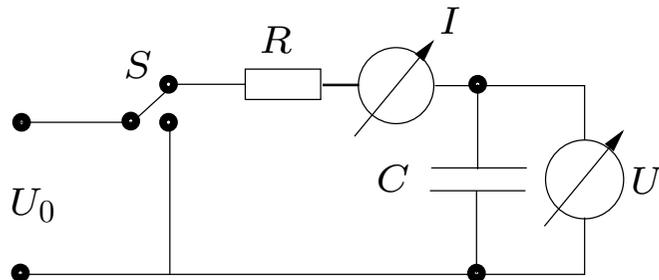
Ein unbekannter Widerstand R_x kann mit Hilfe einer Wheatstoneschen Brücke sehr genau vermessen werden. Dazu braucht es zwei bekannte Widerstände R_1 und R_2 (oft die zwei Hälften eines Widerstandsdrahtes) und einen variablen Widerstand R_N . Dieser wird variiert, bis über die Brücke G kein Strom mehr fließt bzw. über der Brücke keine Spannung herrscht.

Übung: Zeigen Sie, dass der unbekannte Widerstand

$$R_x = \frac{R_1}{R_2} R_N.$$

Lösung: Keine Spannung über Brücke G . Folglich muss gelten $\frac{R_1}{R_x} = \frac{R_2}{R_N}$.

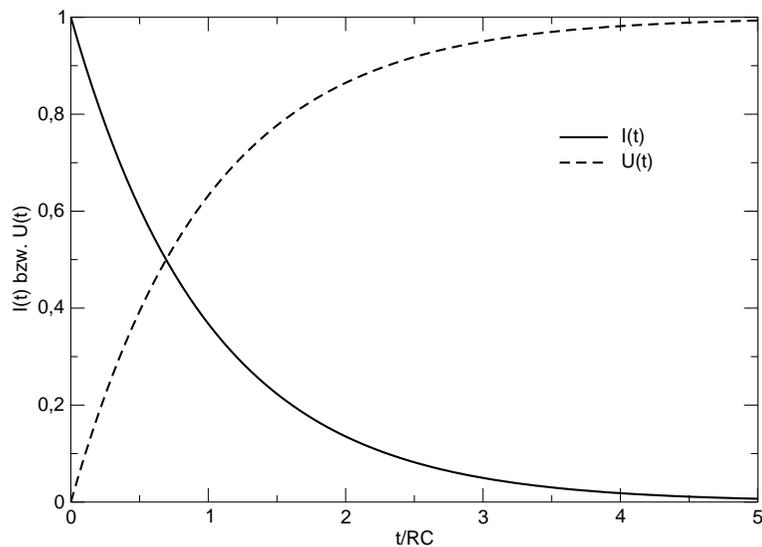
Aufladung eines Kondensators



Wir betrachten nun eine Kombination eines Kondensators mit einem Widerstand. Ein Kondensator der Kapazität C wird durch eine Spannungsquelle U_0 über einen Widerstand R aufgeladen. Die Spannung am Kondensator ist proportional zur Ladung, die in ihn geflossen ist, also zum Zeitintegral des Aufladestroms $I(t)$. Ferner gilt nach der Maschenregel:

$$U_0 = U_R(t) + U_C(t) = I(t) \cdot R + \frac{1}{C} \int I(t) dt,$$

weil ja $I = dQ/dt$ und $Q = C \cdot U$.

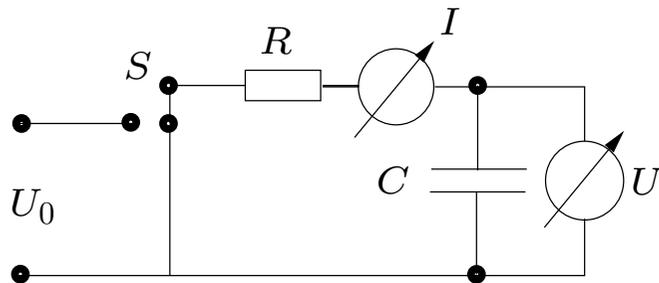


Wir dividieren durch R

$$\begin{aligned} \frac{U_0}{R} &= \frac{U_R(t)}{R} + \frac{U_C(t)}{R}, \\ &= I(t) + \frac{1}{R C} \int I(t) dt, \quad \left| \frac{d}{dt} \right. \\ \frac{dI(t)}{dt} &= -\frac{1}{R C} \cdot I(t), \\ I(t) &= I_0 \cdot e^{-t/(R \cdot C)}, \\ U_C(t) &= U_0 \cdot \left(1 - e^{-t/(R \cdot C)} \right). \end{aligned}$$

Das RC -Glied heißt oft auch so und hat die Einheit einer Zeit.

Entladen eines Kondensators



Nun wird der Schalter S umgekippt und der Kondensator entladen. Dabei müssen alle Ladungen Q des Kondensators als Strom abfließen,

$$I(t) = -\frac{dQ}{dt} = -C \frac{dU}{dt} = \frac{U(t)}{R},$$

wo der letzte Schritt aus dem Ohm'schen Gesetz folgt. Wir integrieren nach der Zeit und erhalten

$$U(t) = U_0 \cdot e^{-t/(R \cdot C)}, \text{ bzw.}$$

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-t/(R \cdot C)}.$$

Der Kondensator entlädt sich exponentiell schnell mit dem RC -Zeitglied.

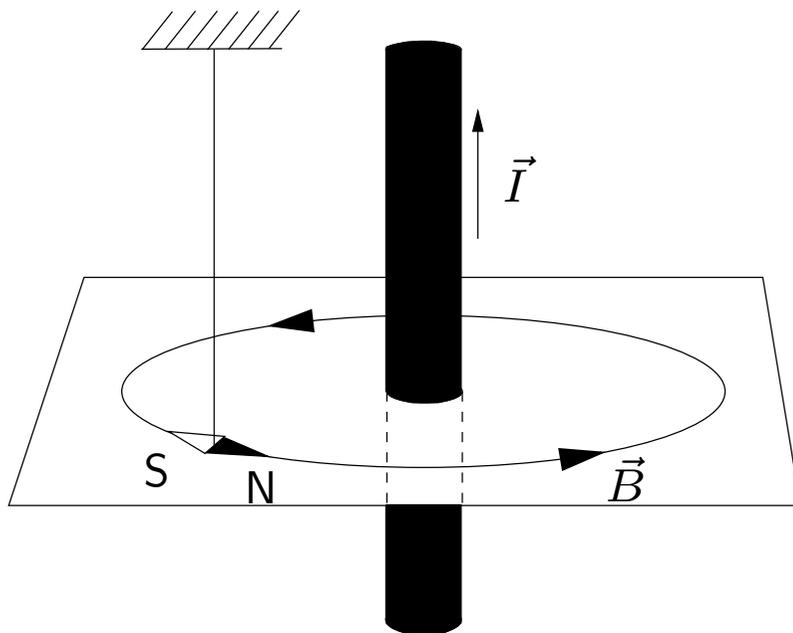
Magnete und ihre Geschichte

Die wohl älteste Nutzung des Magnetismus war wohl der Kompass. Quellen belegen dessen Nutzung durch die Chinesen um 1100, Araber um 1220 und Skandinavier um 1250. Untersucht wurde der Magnetismus erstmals systematisch durch Pierre de Maricourt (Petrus Peregrinus), der am 8.8.1269 schreibt, dass gleiche magnetische Pole sich abstoßen und dass durch Zerschneiden zwei kleinere Magnete entstehen.

Erst viel später hat Gilbert in seinem Buch von 1600 beschrieben, dass die Erde als riesiger Magnet aufgefasst werden kann und dass dabei widersinnigerweise der geographische Nordpol ungefähr mit dem magnetischen Südpol zusammenfällt. Dies geschieht eben gerade, weil der Nordpol einer magnetischen Nadel zum magnetischen Südpol, also zum geographischen Nordpol zeigt (so wurde Nord und Süd definiert).

Die Entdeckung von Oerstedt (1820)

Erstmaliger Versuch, Magnetismus durch eine geschlossene Voltasche Säule hervorzurufen. Es gelang! Beobachtung: Bei glühendem Draht (!), in dem der Strom von Süden nach Norden fließt, wird der Nordpol einer dicht darüber gehaltenen Kompassnadel nach Osten umgelenkt. Wird die Nadel darunter gehalten, so zeigt der Nordpol nach Westen



Das Magnetfeld um einen stromdurchflossenen Leiter dreht sich rechtshändig um den Leiter. Das Magnetfeld zeigt von der Quelle (felderzeugender magnetischer Nordpol) zur Senke (magnetischer Südpol). Der Südpol der Kompassnadel zeigt deshalb zum magnetischen Nordpol (geogr. Südpol). (Diese Entdeckung inspirierte die Untersuchungen von Ampère (Definition des Stroms).)

Magnetische Permeabilitätskonstante

Die Stärke der Kraft zwischen zwei magnetischen Polen ist proportional zu den Polstärken p_1 und p_2 und umgekehrt proportional zum Abstand im Quadrat. In Analogie zur Elektrostatik wird definiert:

$$\vec{F} = f \frac{p_1 \cdot p_2}{r^3} \vec{r}.$$

Dabei wird die Proportionalitätskonstante

$$f = \frac{1}{4 \pi \mu_0}, \text{ wo } \mu_0 = 4 \pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{V s}}{\text{A m}},$$

magnetische Permeabilitätskonstante, manchmal **Induktionskonstante** genannt.

Magnetische Feldstärke

Die magnetische Feldstärke \vec{H} wird definiert als

$$\vec{H} = \lim_{\vec{p} \rightarrow 0} \left(\frac{\vec{F}}{p_2} \right).$$

Wir werden sie aber **magnetische Erregung** nennen und den Namen **magnetische Feldstärke** für den Ausdruck

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$$

verwenden¹. Diese Größe, früher magnetische Induktion oder Flussdichte genannt, erfüllt dieselbe Funktion wie in der Elektrostatik das elektrische Feld \vec{E} , die Gleichungen werden dann für \vec{E} und \vec{B} (fast) analog.

¹Wir tun dies in Übereinstimmung mit der modernen (Lehrbuch-) Literatur.

Einheiten von \vec{H} und \vec{B} .

Mit der Definition von μ_0 und $\vec{F} = 1/(4\pi\mu_0)p_1 \cdot p_2/r^2$ ergibt sich die Einheit von \vec{H} und \vec{B} :

$$[\vec{H}] = \left[\frac{1}{4\pi\mu_0} \right] \frac{[p_1]}{[r^2]} = \frac{\text{A m V s}}{\text{V s m}^2} = \frac{\text{A}}{\text{m}}$$

$$[\vec{B}] = [\mu_0] [H] = \text{V s m}^{-2} \doteq 1 \text{ Tesla} = 1\text{T}.$$

Ein Tesla ist eine sehr große magnetische Feldstärke. Deshalb werden oft auch mT oder μT verwendet, oft auch die cgs-Einheit Gauß

$$1\text{Gauß} = 1\text{G} = 10^{-4}\text{T}.$$

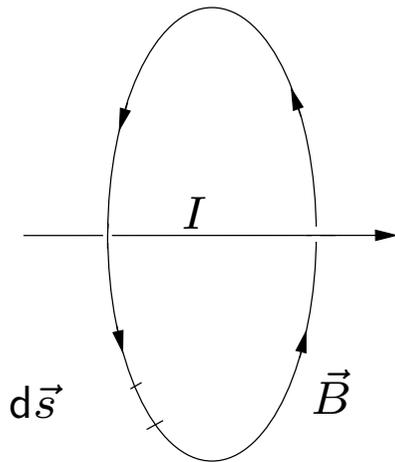
Es gibt keine magnetischen Ladungen

Die Ähnlichkeit der Gleichungen der Elektrostatik und der statischen Magnetfelder legt es nahe, die Polstärken p_1 und p_2 als isolierte magnetische Pole zu betrachten. Zwar ist es möglich, Magnete fast beliebig lange und dünn zu strecken und damit die beiden Pole fast beliebig voneinander zu trennen, bricht man aber den Magneten auseinander, so hat man zwei Magnete vor sich. Dies wiederholt sich hin zu den kleinsten Bruchstücken, wie bereits Petrus Peregrinus beschrieben hat. Hier zeigt sich der fundamentale Unterschied zwischen Magnetismus und Elektrostatik. Es gelingt nicht, magnetische Monopole zu erzeugen (oder zu finden). Mathematisch:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{oder auch} \quad \oint \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0.$$

“Es gibt keine magnetischen Monopole.” Man nennt dies auch **“Divergenz- oder Quellenfreiheit des Magnetfeldes”**.

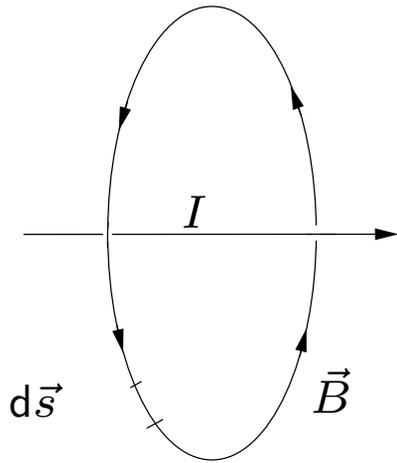
Das Ampèresche Gesetz



Ampère hat das Magnetfeld von Leitern sehr genau vermessen und dabei das **Ampèresche Gesetz** gefunden. Er hat jeweils entlang eines beliebigen Wegstückes $d\vec{s}$ das Magnetfeld \vec{B} gemessen. Nahm er nun immer die Projektion des Magnetfeldes auf das Wegstück (Skalarprodukt $\vec{B} \cdot \vec{s}$) und addierte es entlang des gesamten Weges, so fand er immer den Wert $\mu_0 I$, das Produkt aus der magnetischen Permeabilitätskonstante μ_0 und dem innerhalb des Weges fließenden Strom I . Zu seinen Ehren heißt das Gesetz heute **Ampèresches Gesetz**:

$$\sum_i B_{\parallel i} \Delta s_i \longrightarrow \oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 I.$$

Magnetfelder stationärer Ströme: gerader Leiter



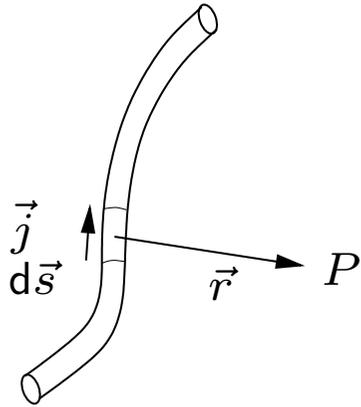
Mit dem Ampèreschen Gesetz und der Divergenzfreiheit von \vec{B} können wir die Magnetfelder von verschiedenen Stromleitern berechnen. Für einen geraden, vom Strom I durchflossenen Draht ist das Feld kreisförmig um den Draht angeordnet (Oersted) und folglich muss gelten:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 I \quad (\text{Ampère})$$

$$\int_0^{2\pi} r B d\varphi = 2 \pi r B(r) = \mu_0 I$$

$$B(r) = \frac{\mu_0 I}{2 \pi r}.$$

Gekrümmte Leiter: Das Gesetz von Biot-Savart



Das Gesetz von Ampère ist gut geeignet, um Magnetfelder zylindersymmetrischer Stromanordnungen zu bestimmen. In allgemeineren Fällen wird es aber schwierig. Biot und Savart haben noch vor Ampères Entdeckung das Gesetz gefunden, mit dem das Feld eines beliebigen Leiters an einem Punkt $P(r)$ bestimmt werden kann. Dazu stellt man sich den Leiter aus lauter kleinen Teilstücken vor. Jedes einzelne Teilstück $d\vec{s}$ trägt nun $d\vec{B}$ zum

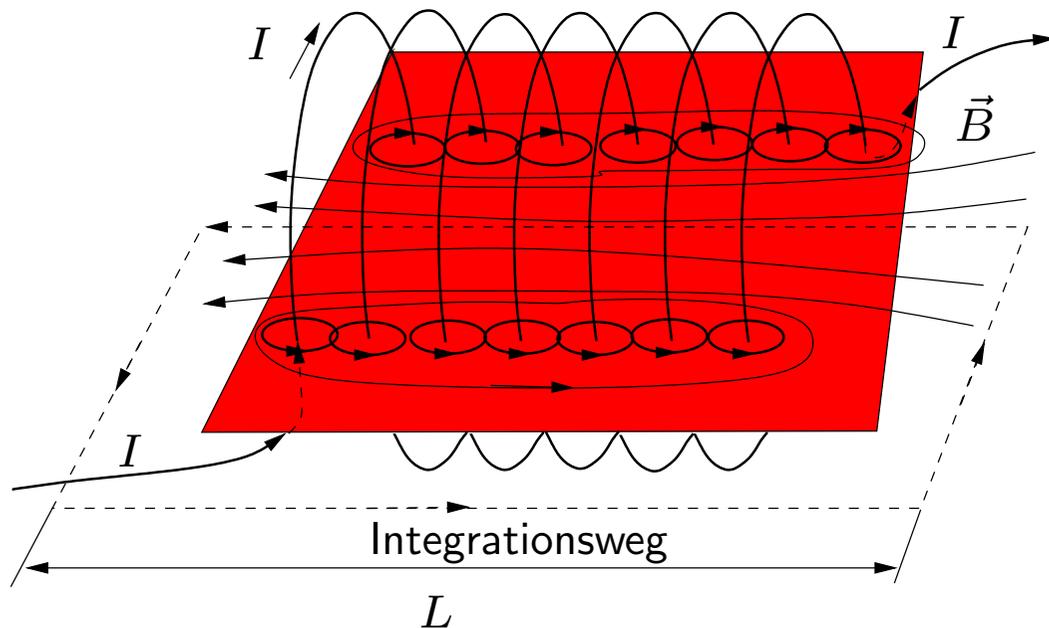
gesamten Feld bei. An jedem Ort muss ich die Beiträge von allen Leiterelementen addieren (Superpositionsprinzip), das Feld ergibt sich formal durch Integration.

Für Interessierte: Das Gesetz von Biot-Savard lautet

$$d\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{d\vec{s} \times \vec{r}}{r^3}.$$

Magnetfelder stationärer Ströme: Spule

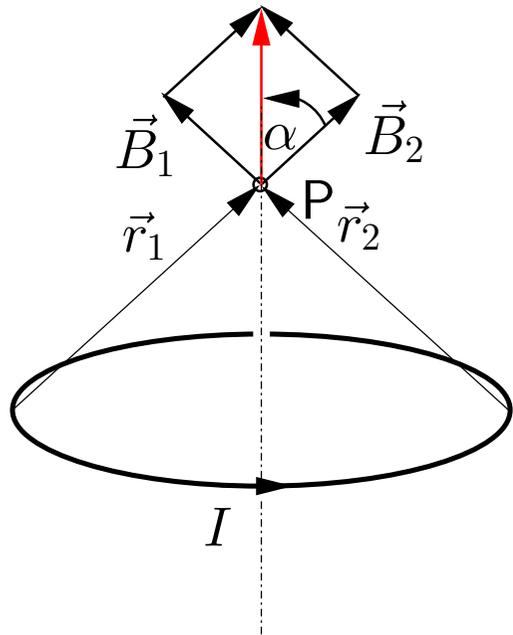
Im Innern der Spule mit N Windungen ist das Feld fast homogen (je länger und dünner die Spule ist, desto besser stimmt diese Näherung).



Entlang des Integrationsweges spielt fast nur dieser Teil eine Rolle. An den Enden steht das Feld senkrecht auf dem Integrationsweg, der äußere Teil kann beliebig weit weg gewählt werden, wo B beliebig klein ist. Folglich:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = BL = \mu_0 N I \Rightarrow B = \mu_0 \frac{N}{L} I = \mu_0 n I.$$

Magnetfeld einer kreisförmigen Stromschleife



Eine Stromschleife in der $x - y$ -Ebene erzeugt ein Magnetfeld B , das in der Schleifenebene nur eine z -Komponente besitzt. Auf der Symmetrieachse mitteln sich bei der Integration über alle Wegelemente des Kreises die Komponenten $dB_{\perp} = dB \cdot \sin \alpha$ senkrecht zur Symmetrieachse zu Null. Für die Parallelkomponenten gilt: $dB_{\parallel} = dB \cdot \cos \alpha$, so dass

$$B_z = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^3} \oint R \cdot ds = \frac{\mu_0 \cdot I \cdot R}{4\pi \cdot r^3} \cdot 2\pi \cdot R.$$

Mit $r^2 = R^2 + z^2$ folgt:

$$B_z = \frac{\mu_0 \cdot I \cdot \pi \cdot R^2}{2\pi (z^2 + R^2)^{3/2}}.$$

Das Feldlinienbild gleicht dem eines kurzen Stabmagneten, die Stromschleife stellt daher einen magnetischen Dipol dar. Mit dem Flächennormalenvektor $\vec{A} = \pi R^2 \cdot \vec{z}/z$ lässt sich das Magnetfeld schreiben als:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I \cdot \vec{A}}{2\pi \cdot r^3}.$$

Das Produkt $\vec{p}_m = I \cdot \vec{A}$ wird das **magnetische Dipolmoment** der stromdurchflossenen Schleife genannt. Es entspricht dem elektrischen Dipol in der Elektrostatik.

Während das elektrische Feld einer Punktladung (eines Monopols) mit $1/r^2$ abfällt, fällt das Feld eines Dipols (elektrisch oder magnetisch) für große Abstände wie $1/r^3$ ab.

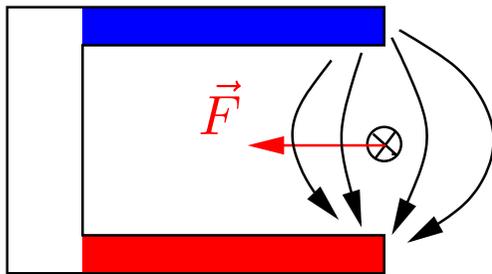
Vergleich magnetischer und elektrischer Kräfte

Die magnetischen Kräfte sind wesentlich schwächer als die elektrostatischen. Diese schwierige Vergleichsmessung wurde durch Weber und Kohlrausch 1856 durchgeführt. Weil ja in der Definition des Ampères das μ_0 im Zähler steht ($F/l = (\mu_0/2\pi) * (I_1 I_2/d)$), muss für den Vergleich nicht das Verhältnis μ_0/ϵ_0 , sondern das Produkt $\mu_0 \epsilon_0$ verwendet werden. Das gibt eine sehr kleine Zahl mit Einheit s^2/m^2 . Nimmt man die Wurzel deren Kehrwert, so findet man

$$(\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2} = \frac{1}{\sqrt{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 8.85 \cdot 10^{-12}}} \sqrt{\frac{A^2 N m^2}{NC^2}} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} = c,$$

die Lichtgeschwindigkeit! Mit der Definition der Lichtgeschwindigkeit, der Definition von μ_0 ist damit auch ϵ_0 festgelegt. Eigentlich ist ϵ_0 mit der Definition der Lichtgeschwindigkeit unnötig geworden.

Kräfte auf bewegte Ladungen im Magnetfeld I

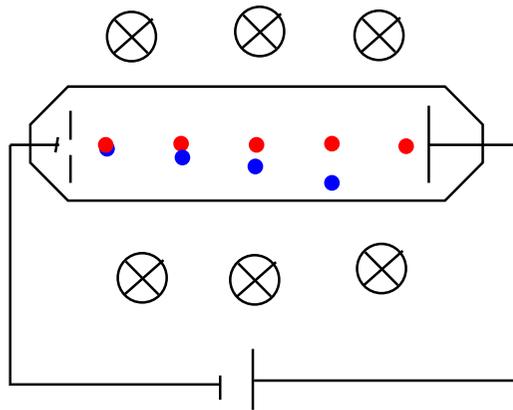


Durch einen geraden Draht, der in einem Magnetfeld aufgehängt ist, fließt ein Strom. Der Draht wird senkrecht zur Stromrichtung und senkrecht zum Magnetfeld abgelenkt. Bei umgekehrter Stromrichtung wirkt die Kraft in die umgekehrte Richtung.

Fließt durch zwei parallele Leiter der Strom I_1 bzw. I_2 , so ziehen sich die beiden Drähte an, wenn I_1 parallel zu I_2 ist, und stoßen sich ab, wenn die Ströme antiparallel sind (Definition des Ampère).

Ein stromdurchflossener Leiter erzeugt ein Magnetfeld. Außerdem ist ein elektrischer Strom nichts anderes als bewegte Ladungen, also wirkt auf bewegte Ladungen in einem Magnetfeld eine Kraft.

Kräfte auf bewegte Ladungen im Magnetfeld II



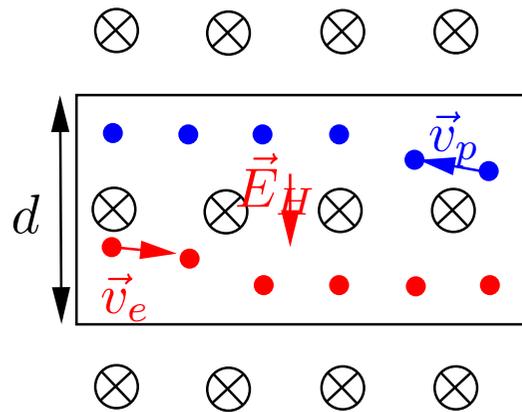
Ein Elektronenstrahl in einer Kathodenröhre wird durch ein Magnetfeld senkrecht zum Magnetfeld und senkrecht zur Geschwindigkeit der Elektronen abgelenkt, d.h. die Kraft F auf eine Ladung q ist senkrecht zur Geschwindigkeit \vec{v} , mit der sich die Ladung bewegt, und senkrecht zum Magnetfeld \vec{B} . Im SI System gilt für die **Lorentz-Kraft** durch die Definition der Stromstärke:

$$\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}).$$

Bei einem zusätzlich vorhandenen elektrischen Feld \vec{E} gilt für die allgemeine Lorentz-Kraft:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}).$$

Hall-Effekt



Durch die Lorentz-Kraft werden die Ladungsträger eines Leiters senkrecht zum (schwachen) Magnetfeld und senkrecht zur Stromrichtung abgelenkt. Die Ladungstrennung (Lorentz-Kraft hängt von der Polarität der Ladung ab), wird durch ein elektrisches Feld \vec{E}_h erzeugt. Die Ladungen werden so weit getrennt, bis das sich aufbauende elektrische Feld eine der Lorentz-Kraft entgegengerichtete gleichgroße elektrische Kraft bewirkt:

$$\vec{F}_L = q \cdot (\vec{v}_D \times B) = -\vec{F}_H = -q \cdot \vec{E}_H.$$

Bei einem Leiter mit rechteckigem Querschnitt $A = b \cdot d$ führt dieses elektrische Feld zu einer **Hall-Spannung**

$$U_H = \int \vec{E}_H \cdot d\vec{s} = \vec{E}_H \cdot \vec{d} = -\frac{(\vec{j} \times \vec{B}) \cdot \vec{d}}{n \cdot q}$$

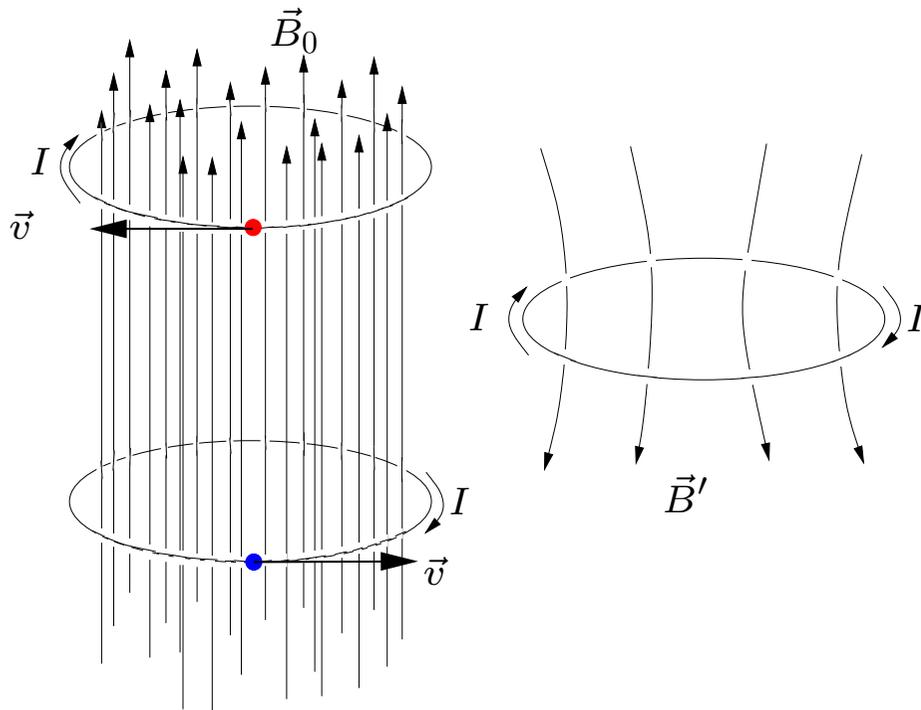
zwischen den gegenüberliegenden Seitenflächen im Abstand d . Das Vektorprodukt ist unabhängig vom Vorzeichen der stromtransportierenden Ladung. Mit $I = j \cdot b \cdot d$ ergibt sich

$$U_H = -\frac{j \cdot B \cdot b}{n \cdot q} = -\frac{I \cdot B}{n \cdot q \cdot d}$$

Für Metalle und die meisten Halbleiter gilt $q = -e$, U_H ist also positiv. Einige Halbleiter haben jedoch eine negative Hall-Spannung, hier tragen **Löcher** (Elektronen, Defektstellen) den elektrischen Strom. Die Hall-Spannung wird umso größer, je kleiner die Dichte n der Ladungsträger ist. Deshalb werden bevorzugt Halbleiter als Hall-Sonden zur Magnetfeldmessung verwendet.

Bei bekanntem Magnetfeld B und Strom I , kann aus der Messung der Hallspannung U_H das Produkt $n \cdot q$, die Ladungsdichte, bestimmt werden.

Materie im Magnetfeld



In der Elektrostatik hat sich die Kapazität von Kondensatoren geändert, wenn wir Dielektrika eingebracht haben. Was passiert nun, wenn wir Materie in ein Magnetfeld einbringen?

Dazu schauen wir uns das Verhalten von Elektronen und Protonen im Magnetfeld an. Sie erzeugen ein dem ursprünglichen Magnetfeld \vec{B}_0 entgegengesetztes Feld \vec{B}' .

Die magnetische Suszeptibilität

Bringen wir in ein bestehendes Magnetfeld Materie ein, so verändert sich das Feld. Wir finden, dass (bei gleichbleibender Querschnittsfläche) sich der magnetische Kraftfluss

$$\varphi_m = \int \vec{B} \cdot d\vec{A}$$

um einen Faktor μ , die **relative Permeabilität**, verändert hat. Weil ja \vec{A} gleich geblieben ist, muss also gelten

$$B_{\text{Materie}} = \mu B_{\text{Vakuum}} = \mu\mu_0 H_{\text{Vakuum}}.$$

Ausgelöst wird diese Feldveränderung durch die magnetische Polarisierung in der Materie. Dabei werden die atomaren magnetischen Momente \vec{p}_m , die u. U. schon vorhanden sind oder sonst durch \vec{B}_a erzeugt werden, durch \vec{B}_a ausgerichtet.

Makroskopisch nennt man diesen Effekt **Magnetisierung** \vec{M}

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_V \vec{p}_m.$$

Die Einheit von \vec{M}

$$[M] = \frac{Am^2}{m^3} = \frac{A}{m},$$

ist dieselbe wie die von \vec{H} . Für die Feldstärke \vec{B} erhalten wir nun

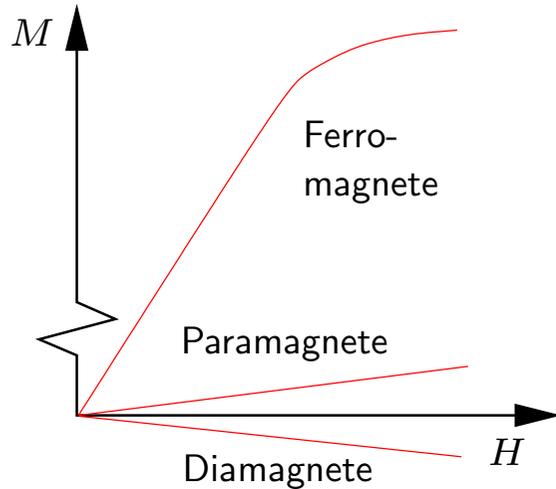
$$\vec{B} = \mu_0 \left(\vec{H}_0 + \vec{M} \right).$$

Experimentell stellt man fest, dass \vec{M} bei nicht zu großen Feldstärken proportional zu \vec{H} ist,

$$\vec{M} = \chi \vec{H},$$

wo der Proportionalitätsfaktor χ **magnetische Suszeptibilität** heißt.

Weil ja



$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H},$$
$$\Rightarrow \mu = 1 + \chi.$$

Je nach magnetischer Suszeptibilität heißen Materialien

- Ferromagnete ($\chi \gg 1$)
- Anti-Ferromagnete ($\chi \ll -1$)
- Paramagnete ($0 < \chi \ll 1$)
- Diamagnete ($-1 \gg \chi < 0$)

Das Bohrsche Magneton

Das Elektron oder ein anderes elementares Teilchen der Masse m und Ladung e soll sich mit einer Geschwindigkeit v auf einem Kreis des Radius r bewegen. Es stellt damit einen Kreisstrom dar mit

$$I = q \cdot \nu = \frac{q \cdot v}{2\pi r} \quad , \text{ weil } \nu = \frac{v}{2\pi r}$$

und das magnetische Moment lautet

$$\vec{p}_m = I\vec{A} = q\nu\vec{A} = \frac{1}{2}qr^2\vec{\omega} \quad , \text{ weil } \omega = 2\pi\nu \quad \text{und} \quad A = \pi r^2,$$

während der Drehimpuls des Teilchens lautet

$$\vec{L} = m \cdot (\vec{r} \times \vec{v}) = mr^2\vec{\omega}.$$

Damit lautet der Zusammenhang zwischen Drehimpuls und magnetischem Moment

$$\vec{p}_m = \frac{q}{2m} \vec{L}.$$

Ist der Drehimpuls quantisiert, wie dies die Quantentheorie verlangt, so ist $L = l \cdot \hbar$, und folglich lautet das magnetische Moment eines Elektrons

$$\vec{p}_m = -\frac{e}{2m_e} \cdot \vec{L}, \quad \text{bzw.} \quad |\vec{p}_m| = -\frac{el\hbar}{2m_e}.$$

Wir definieren mit $l = 1$ den Absolutbetrag als **Bohrsches Magneton** μ_B ,

$$\mu_B \doteq \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,28 \cdot 10^{-24} \frac{\text{C J s}}{\text{kg}} = 9,28 \cdot 10^{-24} \text{A m}^2.$$

Übung: Magnetismus von Nickel

Die Sättigungsmagnetisierung von Nickel beträgt $4,7 \cdot 10^5$ A/m. Wie groß ist das magnetische Moment des Nickel-Atoms und aus wievielen Bohrschen Magnetonen ist es zusammengesetzt?

Lösung: Sättigungsmagnetisierung bedeutet es sind alle magnetischen Dipole ausgerichtet. Also $M_{\text{sat}} = \mu n$, wo n die Anzahl Atome pro Einheitsvolumen und μ das Dipolmoment eines Atoms seien.

$$n = \frac{\rho}{M_{\text{mol}}} \cdot N_A = \frac{8,9 \text{g/cm}^3}{58,71 \text{g/mol}} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \text{mol}^{-1} = 9,13 \cdot 10^{28} / \text{m}^3.$$

Damit haben wir $\mu = M_{\text{sat}}/n$ gefunden:

$$\mu = \frac{M_{\text{sat}}}{n} = \frac{4,7 \cdot 10^5 \text{A/m}}{9,13 \cdot 10^{28} / \text{m}^3} = 5,15 \cdot 10^{-24} \text{A} \cdot \text{m}^2, \quad \text{etwa } \frac{1}{2} \mu_B$$

Diamagnetismus

Diamagnetische Stoffe haben kein permanentes magnetisches Dipolmoment. Im Magnetfeld entstehen induzierte Dipole, deren Feld dem äußeren Feld entgegengesetzt ist. Das resultierende Feld ist also kleiner als das angelegte Feld. Die Magnetisierung ist also ebenfalls dem angelegten Feld entgegengesetzt und folglich ist

$$\chi < 0.$$

In einem inhomogenen Feld wird ein diamagnetischer Stoff aus dem Feld gedrängt:

$$\vec{F} = \left(\vec{p}_m \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{B},$$

denn \vec{p}_m zeigt antiparallel zu \vec{B} .

Paramagnetismus

Paramagnetische Stoffe besitzen permanente magnetische Dipole, die aber im Körper drin völlig ungeordnet sind. Die thermische Energie kT ist größer als die magnetische Energie $-\vec{p}_m \cdot \vec{B}$. Das Verhältnis der beiden gibt den Magnetisierungsgrad an. Für $\vec{p}_m \cdot \vec{B} \ll kT$ gilt mit N Dipolen pro Volumeneinheit

$$\vec{M} = N |\vec{p}_m| \frac{\vec{p}_m \cdot \vec{B}}{3kT} \cdot \frac{\vec{B}}{B}$$

Damit ist die Suszeptibilität temperaturabhängig:

$$\chi = \mu_0 \frac{M}{B} = \frac{\mu_0 N p_m^2}{3kT}$$

Curietemperatur

Substanz	T_C [K]	C [K]	θ_C [K]
Co	1395	2,24	1415
Fe	1033	2,22	1100
Ni	627	0,59	650
EuO	70	4,7	78

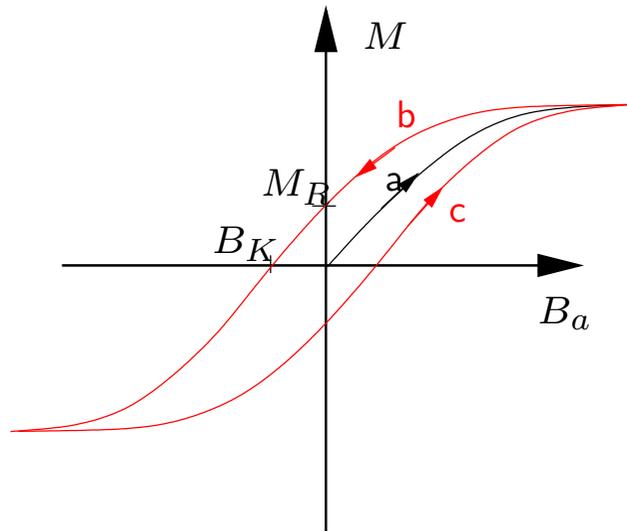
Erhitzt man einen Ferromagneten auf eine bestimmte Temperatur, so verliert er seine Magnetisierung (Ausglühen). Diese Temperatur heißt **Curie-Temperatur** T_C . Bei Temperaturen oberhalb der Curie-Temperatur beobachtet man, dass die Magnetisierung nicht vollständig verschwin-

det, sondern dass der Ferromagnet paramagnetisch geworden ist. Oberhalb einer weiteren Temperatur, der sog. **paramagnetische Curie-Temperatur**, findet man für die Suszeptibilität das Verhalten

$$\chi(T) = \frac{C}{T - \theta_C},$$

wo C eine Materialkonstante, die **Curiekonstante** ist.

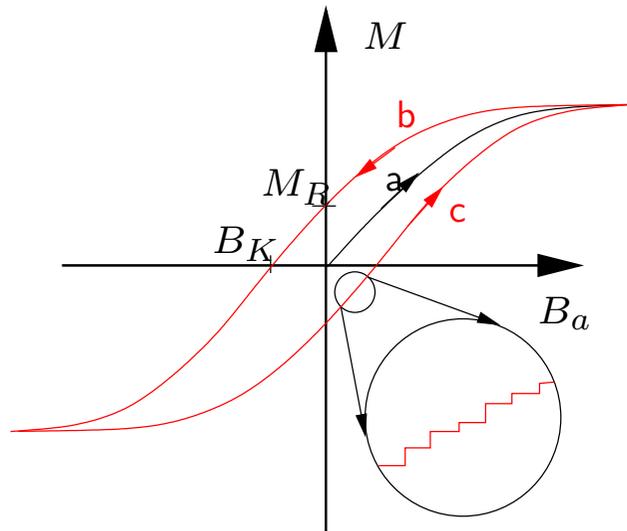
Ferromagnetismus und Hysterese



Bei Ferromagneten hängt die Magnetisierung von der Vorgeschichte des Materials ab. Ist es vollkommen entmagnetisiert (z. B. durch Ausglühen), so nimmt M zunächst linear mit dem angelegten Feld B_a zu (Kurve a), geht dann aber in Sättigung. Wird nun B_a reduziert, so verschwindet M nicht mehr bei $B_a = 0$, es verbleibt ein **Remanenzfeld** M_R . Um M zum Verschwinden zu bringen, muss ein Feld, die **Koerzitivkraft**, B_K angelegt werden. Die Fläche zwischen den roten Kurven (b und c) gibt

die aufzuwendende Energie an, um einen gesamten Magnetisierungszyklus zu durchlaufen .

Weiss'sche Bezirke



Misst man die Magnetisierungskurve eines Ferromagneten sehr genau aus, so findet man, dass sie aus vielen kleinen **Barkhausen-Sprüngen** besteht. Diese erklären sich durch das Umklappen der magnetischen Momente von einzelnen sog. **Weiss'schen Bezirken**, die je zwischen 10^8 und 10^{12} Magnetone enthalten.

Man kann dies hörbar machen, indem man einen Ferromagneten mit einer Spule ausliest und das (verstärkte) Signal auf einen Lautsprecher gibt. Beim

Umklappen dieser Bezirke steigt die Magnetisierung sprunghaft an. Das führt (siehe Freitag) zu kurze Spitzen in der Induktionsspannung, die im Lautsprecher als Knacken zu hören sind.