

Jetzt mit  
eLearning  
**besser  
lernen**

# Elektrotechnik

2., aktualisierte Auflage

Manfred Albach

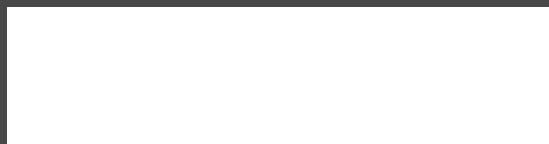


Pearson



**Zugangscode**

**Nutzungsdauer 24 Monate**



## 5.5 Die magnetische Feldstärke

In der Elektrostatik haben wir zwei vektorielle Größen eingeführt, zum einen die elektrische Feldstärke  $\vec{E}$  als Intensitätsgröße, die sich durch Kraftwirkungen auf Ladungen bemerkbar macht. Die analoge Feldgröße bei den Magnetfeldern ist die Flussdichte  $\vec{B}$ , auch sie ist eine Intensitätsgröße und macht sich durch Kraftwirkungen auf bewegte Ladungen bzw. auf Ströme bemerkbar. Zum anderen haben wir die elektrische Flussdichte (Erregung)  $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$  als Quantitätsgröße eingeführt, die ein Maß für die vorhandene Ladungsmenge, also für die Ursache des Raumzustandes (Feldes) ist. In Analogie dazu führen wir auch bei den Magnetfeldern eine Quantitätsgröße  $\vec{H}$  ein, die ein Maß für die erregenden Ströme, also wiederum für die Ursache des Raumzustandes (Feldes) ist. Der formelmäßige Zusammenhang zwischen der Quantitätsgröße  $\vec{H}$  und dem Strom wird im folgenden Kapitel beschrieben. In der Gleichung

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (5.16)$$

bezeichnen wir  $\vec{H}$  als **magnetische Feldstärke (magnetische Erregung)**.<sup>5</sup> Mit den bekannten Dimensionen von  $\vec{B}$  und  $\mu_0$  ist die Dimension der magnetischen Feldstärke ebenfalls bekannt:  $[H] = A/m$ . Die beiden Feldvektoren haben im Vakuum die gleiche Richtung. Die Gl. (5.16) gilt auch mit sehr hoher Genauigkeit in Luft. Das Verhalten der Feldgrößen in anderen Werkstoffen wird in Kapitel 5.10 detaillierter untersucht. Die Tabelle 5.1 gibt nochmals einen Überblick über die genannten Zusammenhänge.

Tabelle 5.1

Zusammenstellung der Feldgrößen			
	Elektrisches Feld	Magnetisches Feld	
Intensitätsgröße Beschreibt die Wirkung (Kraft)	$\vec{E}, \quad [\vec{E}] = \frac{V}{m}$ elektrische Feldstärke	$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}, \quad [\vec{B}] = \frac{Vs}{m^2}$ magnetische Flussdichte	
Quantitätsgröße Beschreibt die Ursache (Quelle)	$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}, \quad [\vec{D}] = \frac{As}{m^2}$ elektrische Flussdichte, elektrische Erregung	$\vec{H}, \quad [\vec{H}] = \frac{A}{m}$ magnetische Feldstärke, magnetische Erregung	
Feldkonstante	$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$ im Vakuum $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ im Material	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Vs}{Am}$ im Vakuum $\mu = \mu_r \mu_0$ im Material	

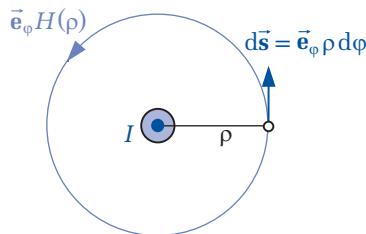
<sup>5</sup> Aus historischen Gründen wird anders als beim elektrischen Feld nicht die die Kraft verursachende Intensitätsgröße  $\vec{B}$  als magnetische **Feldstärke** bezeichnet, sondern die Quantitätsgröße  $\vec{H}$ .

## 5.6 Das Oersted'sche Gesetz

Legt man den unendlich langen Linienleiter in Abb. 5.3 auf die z-Achse des Zylinderkoordinatensystems, dann ist die von dem Strom  $I$  hervorgerufene magnetische Feldstärke durch die Beziehung

$$\bar{\mathbf{H}} \stackrel{(5.16)}{=} \frac{1}{\mu_0} \bar{\mathbf{B}} \stackrel{(5.13)}{=} \bar{\mathbf{e}}_\phi \frac{I}{2\pi\rho} \quad (5.17)$$

gegeben. Man erkennt, dass die Feldstärke in einem Abstand  $\rho$  von dem Linienleiter dem Verhältnis von dem erregenden Strom  $I$  zu dem Umfang des Kreises  $2\pi\rho$  entspricht, auf dem die Feldstärke berechnet wird.



**Abbildung 5.8:** Zum vektoriellen Linienintegral

Multipliziert man umgekehrt den entlang des Kreises konstanten Wert der magnetischen Feldstärke mit dem Kreisumfang (► Abb. 5.8), dann erhält man den von dem Kreis umfassten Strom. Dieser Zusammenhang kann auch als vektorielles Linienintegral geschrieben werden:

$$\oint_{Kreis} \vec{H} \cdot d\vec{s} \stackrel{(5.17)}{=} \int_0^{2\pi} \vec{e}_\varphi \frac{I}{2\pi\rho} \cdot \vec{e}_\varphi \rho d\varphi = \frac{I}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi = I . \quad (5.18)$$

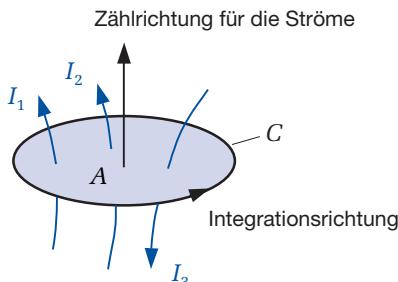
Man beachte, dass die Richtung des vektoriellen Wegelementes  $d\vec{s}$  (Integrationsrichtung) und die Stromrichtung (z-gerichteter Strom in dem Beispiel) im Sinne einer Rechtsschraube einander zugeordnet sind. Die Erfahrung zeigt nun, dass die Beziehung (5.18) verallgemeinert werden darf. Unter Beachtung der Zuordnung von Integrationsrichtung und Stromrichtung liefert das Wegintegral der magnetischen Feldstärke  $\vec{H}$  längs eines beliebigen geschlossenen Weges der Kontur  $C$  mit dem gerichteten Wegelement  $d\vec{s}$  immer den Gesamtstrom, der die von dem Integrationsweg umschlossene Fläche durchsetzt:

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{s} = I \quad . \quad (5.19)$$

Diese Beziehung wird als **Oersted'sches Gesetz** (nach Hans Christian Oersted, 1777–1851) bezeichnet. Zur Veranschaulichung zeigt die ►Abb. 5.9 nochmals den Fall mit mehreren Strömen. Mit der vorgegebenen Integrationsrichtung werden alle Ströme positiv bzw. negativ gezählt, wenn sie die Fläche  $A$  nach oben bzw. nach unten durchsetzen. Resultierend gilt das Ergebnis

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{s} = \sum_k I_k = I_1 + I_2 - I_3. \quad (5.20)$$

Schließt man die einzelnen in der Abb. 5.9 nur abschnittsweise dargestellten Stromkreise, dann greift der geschlossene Integrationsweg mit jedem geschlossenen Stromkreis wie die Glieder einer Kette ineinander. Man spricht daher bei der Gl. (5.20) davon, dass das Umlaufintegral der magnetischen Feldstärke mit dem die Fläche durchsetzenden Strom **verkettet** ist.



**Abbildung 5.9:** Zum Oersted'schen Gesetz

Da die Summe der Ströme auf der rechten Seite der Gl. (5.20) die Fläche durchflutet, bezeichnet man diesen Ausdruck als **Durchflutung** und verwendet dafür die folgende Abkürzung

$$\Theta = \sum_k I_k \quad \rightarrow \quad \oint_C \vec{H} \cdot d\vec{s} = \Theta. \quad (5.21)$$

Während das Umlaufintegral der elektrischen Feldstärke beim elektrostatischen Feld nach Gl. (1.22) immer verschwindet, gilt dies beim magnetostatischen Feld nur für den Sonderfall, dass die Durchflutung verschwindet.

Das elektrostatische Feld haben wir in Kapitel 1.8 als **Quellenfeld** bezeichnet. Da die magnetischen Feldlinien die Ströme umschließen, spricht man in diesem Fall von einem **Wirbelfeld**.

Im Oersted'schen Gesetz (5.19) ist keine Einschränkung hinsichtlich der räumlichen Verteilung des Stromes enthalten. Fließt der Strom insbesondere mit einer ortsabhängigen Dichte durch einen endlichen Leiterquerschnitt, dann muss der mit dem Umlaufintegral verkettete Strom nach Gl. (2.11) durch Integration der Stromdichte über die Querschnittsfläche berechnet werden:

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{s} = \Theta = \iint_A \vec{J} \cdot d\vec{A}. \quad (5.22)$$

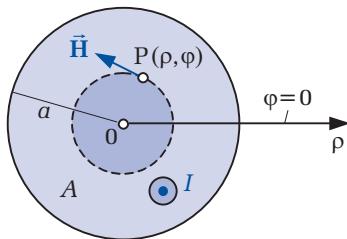
Diese verallgemeinerte Formulierung des Oersted'schen Gesetzes wird als **Durchflutungsgesetz** bezeichnet. Es gilt in dieser Form nur unter der bisherigen Voraussetzung zeitunabhängiger Felder. Unterschiedliche magnetische Materialeigenschaften entlang des Integrationsweges haben keinen Einfluss auf die Gültigkeit dieser Beziehung.

## 5.7 Die magnetische Feldstärke einfacher Leiteranordnungen

Das Oersted'sche Gesetz kann im Allgemeinen nicht zur Bestimmung der magnetischen Feldstärke verwendet werden, da aus der bekannten Durchflutung nur eine Aussage über das Umlaufintegral von  $\vec{H}$ , nicht aber über die ortsabhängige Verteilung der Feldstärke gemacht werden kann. Allerdings gibt es einige Ausnahmen, bei denen unter Ausnutzung von Symmetrieverlegungen eine Bestimmung der magnetischen Feldstärke möglich ist. Einige Beispiele werden im folgenden Kapitel vorgestellt.

### 5.7.1 Unendlich langer kreisförmiger Linienleiter

Die magnetische Feldstärke  $\vec{H}$  eines unendlich langen Linienleiters nimmt nach Gl. (5.17) mit dem reziproken Abstand vom Leiter ab. Umgekehrt wächst die Feldstärke bei Annäherung an den Leiter im Grenzfall  $\rho \rightarrow 0$  über alle Grenzen. Dieses Problem entsteht jedoch nur bei dem physikalisch nicht durchführbaren Versuch, einen endlichen Strom  $I$  durch einen unendlich dünnen Querschnitt fließen zu lassen. Um den Einfluss der endlichen Leiterabmessung zu untersuchen, betrachten wir den in ► Abb. 5.10 dargestellten Fall eines kreisförmigen Leiters mit endlichem Radius  $a$ . Zur Berechnung der magnetischen Feldstärke wird der Leiter in das zylindrische Koordinatensystem verlegt, wobei sein Mittelpunkt mit der z-Achse zusammenfallen soll.



**Abbildung 5.10:** Magnetische Feldstärke bei kreisförmigem Drahtquerschnitt

Der z-gerichtete Gesamtstrom  $I$  sei homogen über die Querschnittsfläche  $A = \pi a^2$  verteilt, sodass für die Stromdichte die Beziehung

$$\vec{J} = \begin{cases} \vec{e}_z I / \pi a^2 & \text{für } \rho \leq a \\ \vec{0} & \text{für } \rho > a \end{cases} \quad (5.23)$$

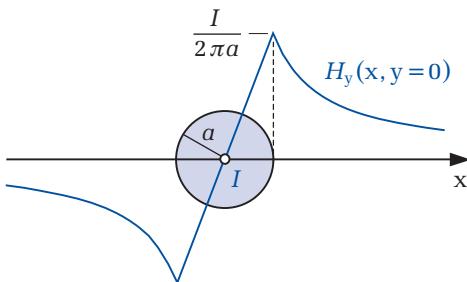
gilt. Die Stromrichtung ist durch die innerhalb des Leiterquerschnitts eingezeichnete Pfeilspitze markiert. Aus Symmetriegründen kann es nur eine  $\varphi$ -gerichtete, allein von der Koordinate  $\rho$  abhängige Feldstärke  $\vec{H} = \vec{e}_\varphi H(\rho)$  geben. Wir berechnen zunächst die Feldstärkeverteilung innerhalb des Leiters. Bildet man das Umlaufintegral der magnetischen Feldstärke entlang des in Abb. 5.10 gestrichelt eingezeichneten Kreises vom Radius  $\rho < a$ , dann muss dies nach dem Oersted'schen Gesetz dem von dem Umlaufintegral eingeschlossenen Strom entsprechen. Mit Gl. (5.22) gilt die Beziehung

$$\int_0^{2\pi} \underbrace{\vec{e}_\phi H(\rho)}_{\vec{H}} \cdot \underbrace{\vec{e}_\phi \rho d\phi}_{d\vec{s}} = 2\pi\rho H(\rho) \stackrel{(5.22)}{=} \int_0^{2\pi} \int_0^\rho \underbrace{\vec{e}_z \frac{I}{\pi a^2}}_{\vec{J}} \cdot \underbrace{\vec{e}_z \rho d\rho d\phi}_{d\vec{A}} = \frac{\rho^2}{a^2} I, \quad (5.24)$$

aus der die magnetische Feldstärke innerhalb des Leiters unmittelbar bestimmt werden kann. Wendet man das Durchflutungsgesetz für den Bereich außerhalb des Leiters  $\rho > a$  an, dann ist der gesamte Strom  $I$  mit dem Umlauf verkettet, sodass auf der rechten Seite der Gl. (5.24) der Wert  $I$  steht. Resultierend erhält man den Feldstärkeverlauf

$$\vec{H} = \vec{e}_\phi \frac{I}{2\pi a} \begin{cases} \rho/a & \text{für } \rho \leq a \\ a/\rho & \text{für } \rho \geq a \end{cases}. \quad (5.25)$$

Die magnetische Feldstärke steigt innerhalb des Leiters linear bis auf den Maximalwert  $I/2\pi a$  an der Leiteroberfläche an und fällt außerhalb des Leiters mit dem reziproken Abstand vom Leitermittelpunkt ab. Auf der Oberfläche des Leiters  $\rho = a$  ist die magnetische Feldstärke stetig, sodass hier beide Beziehungen (5.25) gültig sind. Die Ortsabhängigkeit der Feldstärke lässt sich leicht veranschaulichen, wenn man sie in den Ebenen  $\varphi = 0$  und  $\varphi = \pi$ , d.h. auf der positiven und der negativen x-Achse darstellt. Wegen  $\vec{e}_\phi = -\vec{e}_x \sin \varphi + \vec{e}_y \cos \varphi = \pm \vec{e}_y$ , wobei das positive (negative) Vorzeichen für den Bereich  $x > 0$  ( $x < 0$ ) gilt, erhält man hier nur eine y-Komponente mit dem in ▶ Abb. 5.11 dargestellten Verlauf.



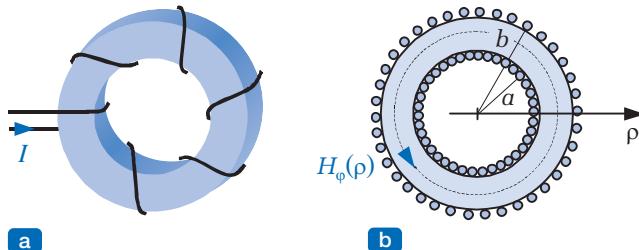
**Abbildung 5.11:** Magnetische Feldstärke auf der x-Achse

### 5.7.2 Toroidspule

Als zweites Beispiel soll das Feld in einem Ringkern berechnet werden, der gleichmäßig und dicht mit dünnem Draht bewickelt ist. Ein solches Bauelement bezeichnet man als Toroidspule. Die Feldstärke in dem Kern ist  $\varphi$ -gerichtet und aus Symmetriegründen von der Koordinate  $\varphi$  unabhängig.<sup>6</sup>

<sup>6</sup> In der Realität ist der Strom nicht gleichmäßig über die Oberfläche verteilt, sondern er fließt konzentriert in den Leitern. Zwischen den Leitern verschwindet die Stromdichte. Unter der Voraussetzung einer sehr dichten gleichmäßigen Bewicklung können wir den Strom als homogen verteilten *Strombelag* auf der Oberfläche auffassen und den Einfluss der bei *mikroskopischer* Betrachtungsweise ortsabhängigen Stromverteilung auf das Ergebnis vernachlässigen.

Die Querschnittsfläche des Toroids kann kreisförmig oder auch rechteckig sein (vgl. Abb. 5.28). Innerhalb des Toroids ist die magnetische Feldstärke nur von dem Achsabstand, d.h. von der in ►Abb. 5.12 eingetragenen Koordinate  $\rho$  abhängig, sodass wir die Berechnung in den Koordinaten des Kreiszylinders durchführen.

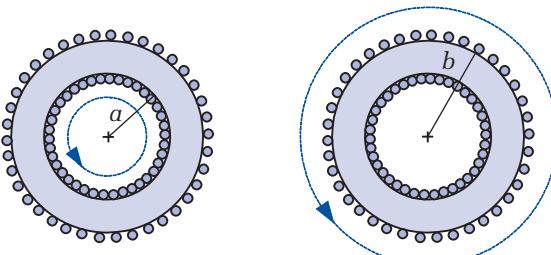


**Abbildung 5.12:** Toroidspule, a) prinzipieller Wickelaufbau b) Querschnitt durch dicht bewickelte Spule

Das Umlaufintegral der magnetischen Feldstärke innerhalb des Toroids umschließt nach Abb. 5.12b alle  $N$  Windungen. Der gewählte Umlaufsinn ist mit der Richtung des Stromes nach Abb. 5.12a bereits rechtshändig verknüpft, sodass mit der Durchflutung  $NI$  die Beziehung

$$NI = \Theta \stackrel{(5.21)}{=} \int_0^{2\pi} \vec{e}_\varphi H_\varphi(\rho) \cdot \vec{e}_\varphi \rho d\varphi = 2\pi\rho H_\varphi(\rho) \rightarrow \bar{H} = \vec{e}_\varphi \frac{NI}{2\pi\rho} \quad (5.26)$$

für die magnetische Feldstärke innerhalb des Toroids gilt. Ist die Querschnittsfläche des Toroids klein gegenüber seinen sonstigen Abmessungen, d.h., Innen- und Außen-durchmesser  $2a$  und  $2b$  unterscheiden sich nur unwesentlich, dann ist die magnetische Feldstärke im Inneren des Toroids praktisch konstant.



**Abbildung 5.13:** Zur Feldberechnung außerhalb des Toroids

Wählt man entsprechend ►Abb. 5.13 den Integrationsweg außerhalb des Toroids, dann verschwindet die Durchflutung in allen Fällen:

$$\Theta = 0 = \oint_C \vec{H} \cdot d\vec{s} = \oint_C \vec{e}_\varphi H_\varphi(\rho) \cdot \vec{e}_\varphi \rho d\varphi = 2\pi\rho H_\varphi(\rho). \quad (5.27)$$

Wegen der  $\varphi$ -gerichteten, nur von der Koordinate  $\rho$  abhängigen Feldstärke  $H_\varphi(\rho)$  verschwindet das Ergebnis auf der rechten Seite der Gleichung aber nur, wenn die Feldstärke verschwindet, d.h., der Raum außerhalb des Toroids ist feldfrei.

Bei einer genaueren Analyse stellt man allerdings fest, dass diese Aussage nur eingeschränkt gilt. Infolge der fortlaufenden Wicklung besitzen die nebeneinanderliegenden Windungen eine Steigungshöhe in Richtung der Zylinderkoordinate  $\varphi$ . Besonders deutlich ist diese Situation in der Abb. 5.12a zu erkennen. Bei einer einlagigen, über den gesamten Umfang verteilten Wicklung mit  $N$  Windungen nach ▶Abb. 5.14 beträgt die Steigungshöhe für jede Windung  $2\pi/N$ . Zur näherungsweisen Berechnung des Magnetfeldes außerhalb des Toroids kann man eine einzelne Stromschleife längs des Toroids, wie in Abb. 5.14 auf der rechten Seite dargestellt, annehmen. Das von dieser Schleife hervorgerufene unerwünschte *Streu Feld* werden wir im Folgenden vernachlässigen.

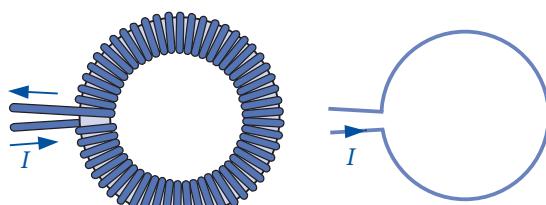


Abbildung 5.14: Einlagige Toroidspule

### 5.7.3 Lang gestreckte Zylinderspule

Als letztes Beispiel betrachten wir noch eine lang gestreckte Zylinderspule, die gleichmäßig und dicht mit dünnem Draht bewickelt ist. Diese üblicherweise als **Solenoid** bezeichnete Anordnung kann als Sonderfall einer Toroidspule mit unendlich großem Radius  $a \rightarrow \infty$  angesehen werden.

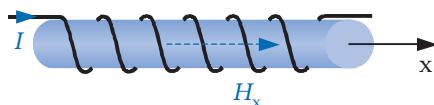


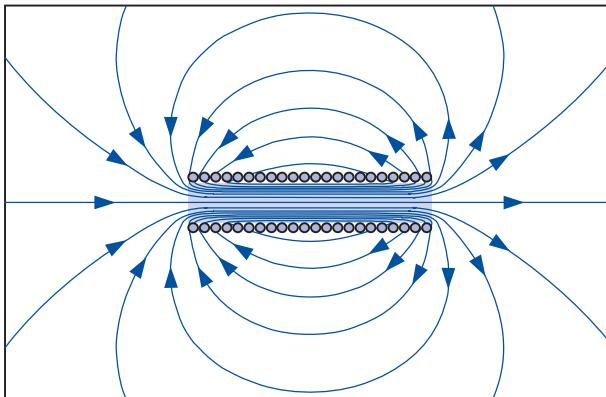
Abbildung 5.15: Lang gestreckte Zylinderspule

Zunächst sei der Fall einer in  $x$ -Richtung unendlich lang ausgedehnten Zylinderspule betrachtet. Die magnetische Feldstärke ist dann  $x$ -gerichtet und von der Koordinate  $x$  unabhängig. Da die Feldstärke außerhalb der Spule verschwindet (bzw. vernachlässigt wird), liefert das Umlaufintegral der magnetischen Feldstärke entlang des eingezeichneten Rechtecks nur zwischen den Punkten A und B einen nicht verschwindenden

Beitrag. Bezeichnen wir mit  $N$  die Anzahl der auf der Länge  $l$  vorhandenen Windungen, dann folgt aus dem Durchflutungsgesetz die homogene Feldstärkeverteilung

$$\vec{H} = \vec{e}_x \frac{NI}{l} \quad (5.28)$$

innerhalb der Spule. Für eine *endlich* lange Spule, bei der die Gesamtlänge noch immer sehr groß ist gegenüber dem Spulendurchmesser, erhält man den in ▶Abb. 5.16 dargestellten Feldverlauf.



**Abbildung 5.16:** Lang gestreckte Zylinderspule

Im Spuleninneren ist die Feldstärke noch immer relativ homogen. An den Spulenenden tritt sie aus und schließt sich über den Außenraum. Der Betrag der Feldstärke ist im Außenraum erheblich kleiner als im Inneren der Spule. Das Feldbild der Spule ist identisch zu dem des Stabmagneten in Abb. 5.2, sodass man zu der folgenden Aussage gelangt:

### Merke

Eine gleichstromdurchflossene Spule besitzt die gleichen magnetischen Eigenschaften wie ein Stabmagnet.

Diese Tatsache hat schon sehr früh Anlass zu der Vermutung gegeben, dass alle magnetischen Erscheinungen auf bewegte Ladungen zurückzuführen sind. Das Verhalten der Magnete lässt sich durch Kreisströme in den Atomen erklären. Die Elektronen umkreisen den Kern und besitzen zusätzlich eine Eigendrehung (Spin). Die gleichgerichtete Ausrichtung der Atome führt zu einer gleichsinnigen Überlagerung dieser Effekte und zu dem nach außen wirksamen Verhalten.

Die ▶Abb. 5.17 zeigt die beiden Situationen, in denen sich gleichnamige bzw. ungleichnamige Pole von Stabmagneten gegenüberstehen. Da die Feldlinien definitionsgemäß am Nordpol austreten und am Südpol wieder in den Magneten eintreten, müssen die im Inneren anzunehmenden Ströme die in der Abbildung dargestellten

Richtungen aufweisen. Man erkennt, dass die Ströme im Fall der beiden sich gegenüberstehenden ungleichnamigen Pole die gleiche Orientierung haben. Da sich nach den Aussagen in Kapitel 5.4 gleich gerichtete Ströme anziehen, entgegengesetzt gerichtete Ströme aber abstoßen, lassen sich die beiden dargestellten Situationen durch die Annahme der atomaren Ströme unmittelbar erklären.

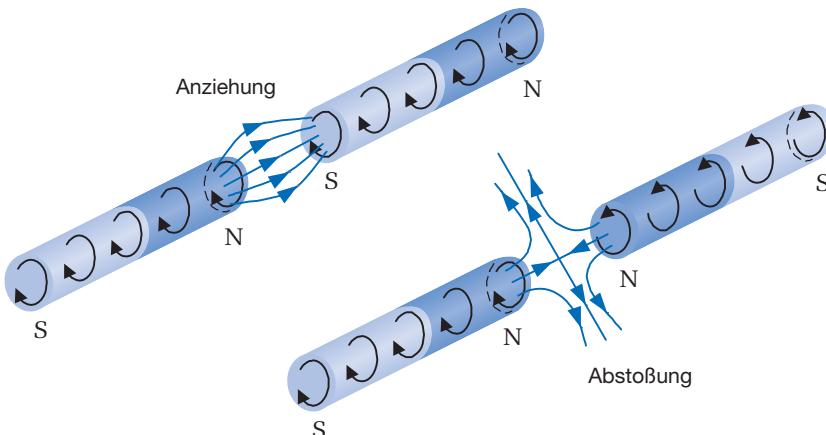


Abbildung 5.17: Kraftwirkungen zwischen Stabmagneten

## 5.8 Die magnetische Spannung

In Analogie zur elektrischen Spannung (1.30) wird die magnetische Spannung  $V_m$  der Dimension A zwischen zwei Punkten  $P_1$  und  $P_2$  als das Linienintegral der magnetischen Feldstärke definiert

$$V_{m12} = \int_{P_1}^{P_2} \vec{H} \cdot d\vec{s}. \quad (5.29)$$

Während das Umlaufintegral der elektrischen Feldstärke über einen geschlossenen Weg nach Gl. (1.22) verschwindet und damit die Summe aller Spannungen in einer Masche nach Gl. (3.4) ebenfalls null wird, verschwindet das Umlaufintegral der magnetischen Spannung über eine geschlossene Kurve (man spricht von der magnetischen Umlaufspannung) nur dann, wenn der mit der eingeschlossenen Fläche verbundene Strom nach Gl. (5.22) ebenfalls verschwindet. Im anderen Fall erhält man aus dem Ringintegral die Durchflutung.

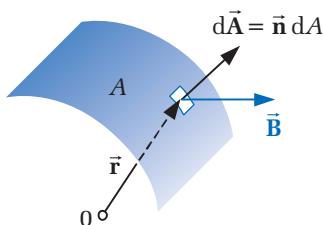
Für den Sonderfall, dass jedes Umlaufintegral in einem bestimmten Gebiet verschwindet, also kein resultierender Gesamtstrom mit einem Umlauf verkettet ist, folgt analog zum elektrostatischen Fall, dass die magnetische Spannung  $V_{m12}$  zwischen zwei Punkten  $P_1$  und  $P_2$  unabhängig vom Integrationsweg immer den gleichen Wert annimmt. Damit kann wiederum jedem Punkt eindeutig ein skalarer Wert zugeordnet werden, der als **magnetisches Skalarpotential** bezeichnet wird. Der Bezugspunkt ist wieder beliebig.

## 5.9 Der magnetische Fluss

In den vorangegangenen Kapiteln haben wir gesehen, dass aus der Kenntnis der magnetischen Flussdichte  $\vec{B}$  Kräfte auf stromdurchflossene Leiter berechnet werden können. Es gibt aber noch weitere beobachtbare Wirkungen im Magnetfeld (vgl. Kapitel 6), bei denen es z.B. darauf ankommt, wie viel Flussdichte die von einer Windung eingeschlossene Fläche durchsetzt.

In Analogie zur Elektrostatik bezeichnet man das Integral der Flussdichte  $\vec{B}$  über eine Fläche  $A$  mit dem gerichteten Flächenelement  $\vec{n} dA = d\vec{A}$  nach ► Abb. 5.18 als den **magnetischen Fluss**  $\Phi$  der Dimension Vs, der die Fläche  $A$  in Richtung der Flächennormalen  $\vec{n}$  durchsetzt:

$$\Phi = \iint_A \vec{B} \cdot d\vec{A} . \quad (5.30)$$



**Abbildung 5.18:** Magnetischer Fluss  $\Phi$  durch die Fläche  $A$

Das Integral der elektrischen Flussdichte über eine geschlossene Hüllfläche gibt die innerhalb des Volumens eingeschlossene Ladung an. Da es erfahrungsgemäß keine magnetischen Einzelladungen gibt, verschwindet das über eine geschlossene Hüllfläche berechnete Integral der magnetischen Flussdichte:

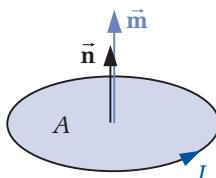
$$\iint_A \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0 . \quad (5.31)$$

## 5.10 Die magnetische Polarisierung

In Kapitel 1.14 haben wir die Wirkung eines elektrostatischen Feldes auf nichtleitende Materie untersucht und festgestellt, dass die auf die einzelnen Ladungen wirkenden Coulomb'schen Kräfte zur Ausbildung von elektrischen Dipolen, d.h. zu einer Polarisierung des dielektrischen Materials führen. Wir haben unterschieden zwischen der Elektronenpolarisation, die nur als Folge eines externen elektrischen Feldes auftritt und der Orientierungspolarisation, bei der die Moleküle bereits polarisiert sind, ihre statistische Verteilung infolge der Wärmebewegung aber keine nach außen feststellbare Wirkung hervorruft. Erst durch ein externes elektrisches Feld erfahren die Dipole ein Drehmoment und ihre mehrheitliche Orientierung in Richtung des Feldes führt auch makroskopisch gesehen zu einer messbaren Polarisierung.

Betrachten wir nun die Situation im magnetostatischen Feld. In den Kapiteln 5.2 und 5.3 haben wir die Kraft auf stromdurchflossene Leiter bzw. auf bewegte Ladungen untersucht. Nach dem in Abb. 1.1 dargestellten vereinfachten Atommodell bewegen sich die Elektronen auf Kreisbahnen um den Kern. Diese Ladungsträgerbewegungen im atomaren Bereich können als elementare Stromschleifchen (Ampere'sche Kreiströme) aufgefasst werden. Zusätzlich besitzen die Elektronen eine als **Spin** bezeichnete Eigendrehung, die zu einem ähnlichen Verhalten führt wie die Bewegung auf der Umlaufbahn. Die Stromschleifchen erzeugen ein eigenes Magnetfeld und sie erfahren in einem externen magnetischen Feld Kräfte bzw. Drehmomente. Es muss jedoch darauf hingewiesen werden, dass die hier zugrunde gelegten Modelle nur eine grobe Vorstellung von dem Verhalten der Materie geben können, ein tiefer gehendes Verständnis ist nur im Rahmen der Quantenmechanik möglich.

An dieser Stelle führen wir zunächst den Begriff des **magnetischen Dipols** ein. Darunter versteht man eine kleine vom Strom  $I$  durchflossene Schleife, die eine ebene Fläche  $A$  umschließt (►Abb. 5.19).



**Abbildung 5.19:** Magnetischer Dipol

Das Produkt aus Strom  $I$  und vektorieller Fläche  $\vec{A}$  heißt **magnetisches Moment**

$$\vec{m} = \vec{n} I A = I \vec{A} . \quad (5.32)$$

Die Flächennormale  $\vec{n}$  und der Umlaufsinn des Stromes sind rechtshändig miteinander verknüpft. In vielen Fällen wird die Größe

$$\vec{j} = \mu_0 \vec{m} = \mu_0 I \vec{A} \quad (5.33)$$

verwendet, die als **magnetisches Dipolmoment** bezeichnet wird. Befinden sich  $N$  magnetische Dipole in einem Volumen  $V$ , dann bezeichnet man die auf das Volumen bezogene vektorielle Summe der Momente als **Magnetisierung**  $\vec{M}$

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_{n=1}^N \vec{m}_n \quad (5.34)$$

und in Analogie zur Elektrostatik heißt

$$\vec{J} = \frac{1}{V} \sum_{n=1}^N \vec{j}_n = \mu_0 \vec{M} \quad (5.35)$$

**magnetische Polarisation**<sup>7</sup>.

<sup>7</sup> **Vorsicht:** Die magnetische Polarisation  $\vec{J}$  der Dimension Vs/m<sup>2</sup> darf nicht mit der Stromdichte  $\vec{J}$  der Dimension A/m<sup>2</sup> verwechselt werden.

# Copyright

Daten, Texte, Design und Grafiken dieses eBooks, sowie die eventuell angebotenen eBook-Zusatzdaten sind urheberrechtlich geschützt. Dieses eBook stellen wir lediglich als **persönliche Einzelplatz-Lizenz** zur Verfügung!

Jede andere Verwendung dieses eBooks oder zugehöriger Materialien und Informationen, einschließlich

- der Reproduktion,
- der Weitergabe,
- des Weitervertriebs,
- der Platzierung im Internet, in Intranets, in Extranets,
- der Veränderung,
- des Weiterverkaufs und
- der Veröffentlichung

bedarf der **schriftlichen Genehmigung** des Verlags. Insbesondere ist die Entfernung oder Änderung des vom Verlag vergebenen Passwort- und DRM-Schutzes ausdrücklich untersagt!

Bei Fragen zu diesem Thema wenden Sie sich bitte an: **info@pearson.de**

## Zusatzdaten

Möglicherweise liegt dem gedruckten Buch eine CD-ROM mit Zusatzdaten oder ein Zugangscode zu einer eLearning Plattform bei. Die Zurverfügungstellung dieser Daten auf unseren Websites ist eine freiwillige Leistung des Verlags. **Der Rechtsweg ist ausgeschlossen.** Zugangscodes können Sie darüberhinaus auf unserer Website käuflich erwerben.

## Hinweis

Dieses und viele weitere eBooks können Sie rund um die Uhr und legal auf unserer Website herunterladen:

**<https://www.pearson-studium.de>**



Pearson