



ing
elektrotechnik

Manfred Albach

Elektrotechnik

Manfred Albach

Elektrotechnik

Stromes I_1 berechnen. Dieser Strom ruft den bereits in Abb. 5.3 dargestellten Feldverlauf hervor⁴.

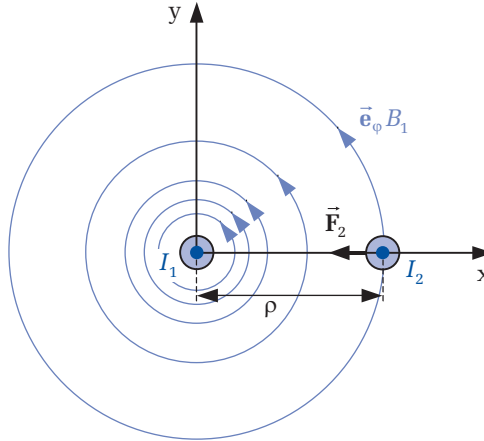


Abbildung 5.7: Kraft auf Linienstrom I_2 infolge des Linienstromes I_1

Die magnetische Flussdichte ist φ -gerichtet und kann aus Symmetriegründen nicht von der Koordinate φ abhängen. Zur Berechnung der Kraft auf den Leiter 2 kann von der Gl. (5.6) ausgegangen werden. Die Integration entlang der z -Koordinate über ein Leiterstück der Länge l führt auf die Beziehung

$$\vec{F}_2 \stackrel{(5.6)}{=} I_2 \int_0^l (\vec{e}_z dz \times \vec{e}_\varphi B_1) = I_2 B_1 \int_0^l (-\vec{e}_\rho) dz = -\vec{e}_\rho I_2 B_1 l. \quad (5.12)$$

Um diese Kraft in Abhängigkeit von dem verursachenden Strom I_1 angeben zu können, fehlt noch ein quantitativer Zusammenhang zwischen der Flussdichte B_1 an der Stelle des Leiters 2 und dem Strom I_1 . Durch Messungen lässt sich leicht zeigen, dass die Kraft (5.12) proportional zu dem Strom I_1 und umgekehrt proportional zu dem Abstand zwischen den beiden Leitern ist, d.h. es muss gelten

$$B_1 \sim \frac{I_1}{\rho} \quad \rightarrow \quad B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi \rho}. \quad (5.13)$$

Die Proportionalitätskonstante wird in der angegebenen Form zu $\mu_0/2\pi$ festgelegt. Der Faktor μ_0 wird als **magnetische Feldkonstante** bzw. als **Permeabilität des Vakuums** bezeichnet. Sein Wert ergibt sich im Zusammenhang mit der Festlegung der Strom-

4 **Vereinbarung:** Die Richtung des Stromes wird durch einen Punkt markiert (Pfeilspitze), wenn der Strom senkrecht aus der Zeichenebene austritt, und durch ein Kreuz (Pfeilende), wenn der Strom in die Zeichenebene hineinfließt.

stärke. Setzt man die Gl. (5.13) in die Gl. (5.12) ein, dann gilt für die Kraft pro Längeneinheit der Koordinate z

$$\frac{\vec{F}_2}{l} = -\vec{e}_\rho \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2}{\rho}. \quad (5.14)$$

Die Einheit der Stromstärke ist nun folgendermaßen festgelegt (DIN-Normen 1357, Einheiten elektrischer Größen, 1967):

Festlegung

Zwei unendlich lange, parallele, gerade Leiter von vernachlässigbar kleinem Querschnitt sind im Vakuum im Abstand von 1 m voneinander angeordnet; sie werden von einem Gleichstrom durchflossen. Dieser hat die Stromstärke 1 A, wenn die elektrodynamisch verursachte Kraft zwischen beiden Leitern $2 \cdot 10^{-7}$ N für jeden Abschnitt der Anordnung beträgt, der aus einander gegenüberstehenden Leiterteilen von 1 m Länge besteht.

Mit dieser Definition ist auch die Permeabilität des Vakuums nach Gl. (5.14) eindeutig festgelegt

$$\frac{2 \cdot 10^{-7} \text{ N}}{1 \text{ m}} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{1 \text{ A} \cdot 1 \text{ A}}{1 \text{ m}} \quad \rightarrow \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}. \quad (5.15)$$

Hinweis

Die elektrische und die magnetische Feldkonstante ϵ_0 und μ_0 sind in der Form $c^2 = 1/(\mu_0 \epsilon_0)$ über die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen im Vakuum (Lichtgeschwindigkeit c) miteinander verknüpft. Durch Festlegung von μ_0 in Gl. (5.15) und Messung von c ist ϵ_0 eindeutig bestimmt. Der sich so ergebende Wert wurde bereits in Kap. 1.2 angegeben.

Sind die beiden Ströme in Abb. 5.7 gleich gerichtet, dann wirkt die Kraft auf den Leiter 2 nach Gl. (5.14) in Richtung $-\vec{e}_\rho$, d.h. in Richtung auf den Leiter 1.

Merke

Gleich gerichtete Ströme ziehen sich an, entgegengesetzt gerichtete Ströme stoßen einander ab.

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) $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ 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)**⁵. Mit den bekannten Dimensionen von \vec{B} und μ_0 ist die Dimension der magnetischen Feldstärke ebenfalls bekannt: $[H] = \text{A/m}$. 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 Kap. 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} , $[\vec{E}] = \frac{\text{V}}{\text{m}}$ elektrische Feldstärke	$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$, $[\vec{B}] = \frac{\text{Vs}}{\text{m}^2}$ magnetische Flussdichte
Quantitätsgröße Beschreibt die Ursache (Quelle)	$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$, $[\vec{D}] = \frac{\text{As}}{\text{m}^2}$ elektrische Flussdichte, elektrische Erregung	\vec{H} , $[\vec{H}] = \frac{\text{A}}{\text{m}}$ magnetische Feldstärke, magnetische Erregung
Feldkonstante	$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$ im Vakuum $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ im Material	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$ im Vakuum $\mu = \mu_r \mu_0$ im Material

5 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

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

gegeben. Man erkennt, dass die Feldstärke in einem Abstand ρ 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.

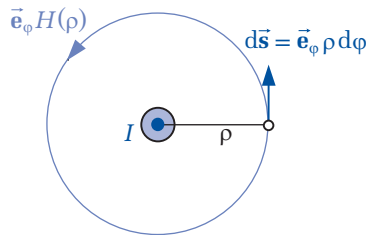


Abbildung 5.8: Zum vektoriellen Linienintegral

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

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

Man beachte, dass die Richtung des vektoriellen Weegelementes $d\vec{s}$ (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 Weegelement $d\vec{s}$ immer den Gesamtstrom, der die von dem Integrationsweg umschlossene Fläche durchsetzt

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

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.

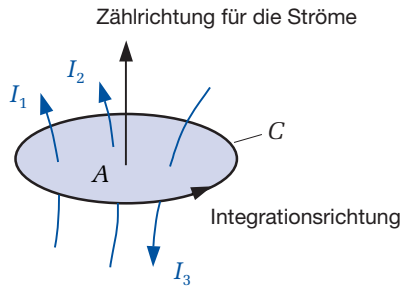


Abbildung 5.9: Zum Oersted'schen Gesetz

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 Kap. 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 Symmetrieüberlegungen 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.

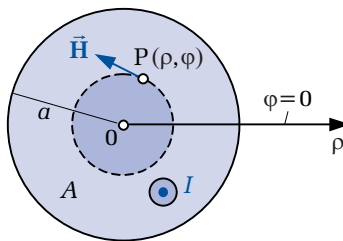


Abbildung 5.10: Magnetische Feldstärke bei kreisförmigem Drahtquerschnitt

Der z -gerichtete Gesamtstrom I sei homogen über die Querschnittsfläche $A = \pi a^2$ verteilt, so dass 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 ϕ -gerichtete, allein von der Koordinate ρ abhängige Feldstärke $\vec{H} = \vec{e}_\phi H(\rho)$ 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

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

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, so dass auf der rechten Seite der Gl. (5.24) der Wert I steht. Resultierend erhält man den Feldstärkeverlauf

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

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, so dass 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 $\vec{e}_\varphi = -\vec{e}_x \sin\varphi + \vec{e}_y \cos\varphi = \pm \vec{e}_y$, 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.

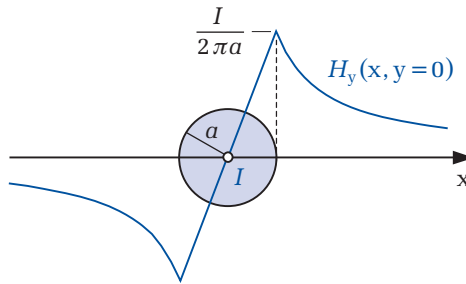


Abbildung 5.11: Magnetische Feldstärke auf der x-Achse

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 φ -gerichtet und aus Symmetriegründen von der Koordinate φ unabhängig.⁶

6 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 Achsenabstand, d.h. von der in ►Abb. 5.12 eingetragenen Koordinate ρ abhängig, so dass wir die Berechnung in den Koordinaten des Kreiszyinders durchführen.

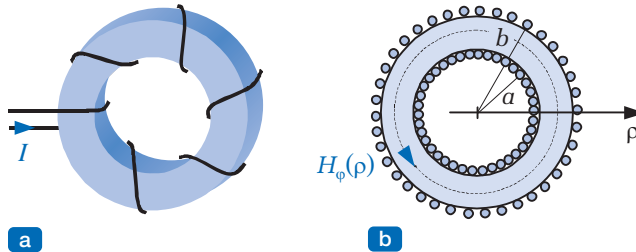


Abbildung 5.12: Toroidspule, a) prinzipieller Wickelaufbau b) Querschnitt durch dicht bewickelte Spule

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, so dass mit der Durchflutung NI die Beziehung

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

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

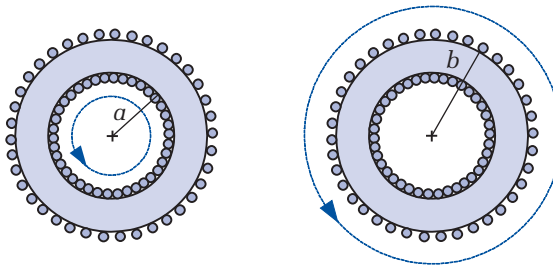


Abbildung 5.13: Zur Feldberechnung außerhalb des Toroids

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 φ -gerichteten, nur von der Koordinate ρ 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 φ . 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 näherungsweise 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 *Streifeld* werden wir im Folgenden vernachlässigen.

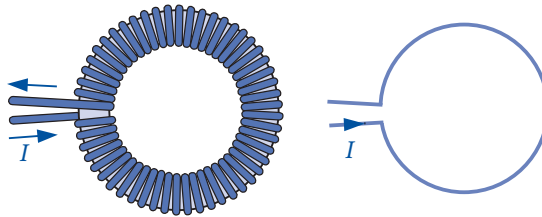


Abbildung 5.14: Einlagige Toroidspule

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.

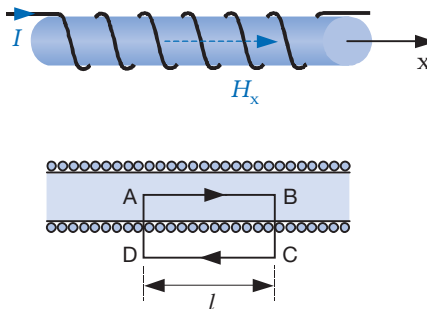


Abbildung 5.15: Lang gestreckte Zylinderspule

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.

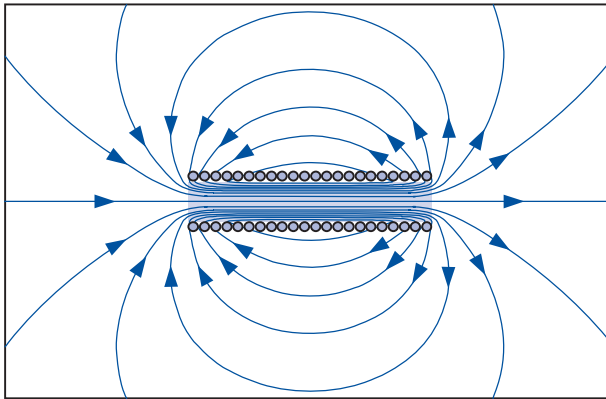


Abbildung 5.16: Lang gestreckte Zylinderspule

Im Spulenninneren ist die Feldstärke noch immer relativ homogen. An den Spulenden 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, so dass 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

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 Passwortschutzes 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 bei. Die Zurverfügungstellung dieser Daten auf unseren Websites ist eine freiwillige Leistung des Verlags. **Der Rechtsweg ist ausgeschlossen.**

Hinweis

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

<http://ebooks.pearson.de>