

Ferromagnetismus

Von

Dr. R. Becker

o. Professor für theoretische Physik
an der Universität Göttingen

und

Dr. Ing. habil. W. Döring

Assistent am Inst. für theoretische Physik
an der Universität Göttingen

Mit 319 Abbildungen.

Published and distributed in the Public Interest by Authority of the
Alien Property Custodian under License No. A-96

Photo-Lithoprint Reproduction

EDWARDS BROTHERS, INC.

PUBLISHERS

ANN ARBOR, MICHIGAN

1943

Berlin

Verlag von Julius Springer

1939

Vorwort.

Die vorliegende Darstellung des Ferromagnetismus geht historisch zurück auf eine Reihe von Vorträgen, welche der eine der Verfasser im Winter 1934/35 auf Veranlassung des Außeninstituts der Technischen Hochschule Berlin vor einem zum größten Teil aus Technikern bestehenden Hörerkreis hielt. In diesen Vorträgen wurde gezeigt, daß viele scheinbar zusammenhanglose Eigenschaften ferromagnetischer Körper verständlich werden durch den Zusammenhang zwischen Spannung, Magnetostriktion und Magnetisierungsrichtung, wie er bei „Nickel unter Zug“ in besonders reiner Form der theoretischen und experimentellen Forschung zugänglich ist. In der Zwischenzeit ist unsere Kenntnis von der Magnetisierung und ihren Begleiterscheinungen durch zahlreiche Arbeiten gefördert worden. Die in jenen Vorträgen häufig nur angedeuteten Gesichtspunkte haben sich quantitativ verschärft und an zahlreichen Beobachtungen bestätigen lassen.

Die Arbeiten zur Erforschung des Ferromagnetismus lassen sich nach ihren Zielen in zwei große Gruppen unterteilen, von denen die eine eine Erklärung für das Auftreten des Ferromagnetismus überhaupt anstrebt, während die andere Gruppe ihn als vorhanden hinnimmt und nach seinen speziellen Erscheinungsformen fragt. Diese Unterteilung kommt auch in dem vorliegenden Buche zum Ausdruck.

In den ersten beiden Abschnitten wird die allgemeine Theorie der ferromagnetischen Erscheinungen verhältnismäßig kurz behandelt. Sie bilden im wesentlichen ein Referat über Dinge, die auch in anderen zusammenfassenden Darstellungen zu finden sind. Nur in Kapitel 5 werden einige neue Gesichtspunkte zur Behandlung der Erscheinungen in der Umgebung des Curie-Punktes gegeben. Über die für eine strenge Theorie unentbehrliche quantenmechanische Behandlung des Ferromagnetismus wird in Kapitel 8 nur kurz berichtet. Dieser Bericht hat lediglich die Aufgabe, dem Leser eine Vorstellung von den hier auftretenden Problemen zu vermitteln und von den Schwierigkeiten, welche einer exakten Theorie auch heute noch entgegenstehen. Für das Verständnis der späteren Abschnitte ist die Lektüre dieses Kapitels nicht erforderlich.

Die weiteren Abschnitte (III, IV und V) nehmen ihren Ausgangspunkt von der Existenz der spontanen Magnetisierung. Diese Abschnitte bilden den wesentlichsten und umfangreichsten Teil des Buches. Sie behandeln alle diejenigen Fragen, welche sich auf das Zustandekommen der Magnetisierungskurve und ihrer Begleiterscheinungen erstrecken. Die Gesichtspunkte, welche eine Deutung dieser Phänomene ermöglichen, sind in Kapitel 9 zusammengestellt. Dies erhält damit den Charakter eines Programms, dessen aufmerksame Lektüre besonders empfohlen sei. In den weiteren Kapiteln dieser Abschnitte sind manche Überlegungen und Anwendungen enthalten, welche hier zum erstenmal publiziert werden. Viele Einzelbeobachtungen und Messungen werden dabei quantitativ oder doch zum mindesten qualitativ von einem konsequent festgehaltenen theoretischen Standpunkt aus gedeutet. Der Wert vieler experimenteller Forschungsarbeiten leidet unter der Tatsache, daß nur Einzelbeobachtungen an einem mehr oder weniger zufällig gewählten Material mitgeteilt werden. Die vornehmste Aufgabe dieses Buches erblicken wir darin, die Forscher zu einer Vervollständigung ihrer Untersuchungen durch Messung

derjenigen Größen anzuregen, welche für eine theoretische Deutung erforderlich sind, und damit ihre Arbeit für ein wahres Verständnis der magnetischen Vorgänge fruchtbar zu machen, sei es im Sinne einer Bestätigung oder auch Widerlegung der hier entwickelten Auffassung.

Der letzte Abschnitt gibt eine Übersicht über die verschiedenen magnetischen Materialien und die Methoden zu ihrer Herstellung, ohne dabei einen Anspruch auf Vollständigkeit zu erheben. Wir versuchen natürlich auch hier, die praktisch erzielten Variationen der Materialeigenschaften theoretisch zu deuten. Das Streben nach theoretischer Einsicht tritt hier jedoch zurück gegenüber der Freude an der bunten Mannigfaltigkeit der Erscheinungen und der Bewunderung für die geistreichen Verfahren zur Erzeugung immer neuer Arten von ferromagnetischen Stoffen, welche wir insbesondere den Forschungsarbeiten der Industrielaboratorien verdanken.

Bei einem Gebiet, dessen theoretische Durchdringung sich noch so in den Anfängen befindet, wie es beim Ferromagnetismus der Fall ist, und auf welchem andererseits eine solche Fülle von Einzeluntersuchungen vorliegt, läßt sich eine gewisse Einseitigkeit in der Darstellung kaum vermeiden. So haben wir denn auch in dem vorliegenden Bericht diejenigen Forschungsergebnisse bevorzugt behandelt, welche sich zum mindesten qualitativ theoretisch deuten lassen. Viele interessante Untersuchungen mußten dabei nur aus dem Grunde unberücksichtigt bleiben, weil wir ihre Resultate zur Zeit noch nicht verstehen.

Zahlreiche Anregungen erfuhren wir während der Entstehung dieses Buches durch mündliche Diskussionen mit Herrn Dipl.-Ing. M. KERSTEN. Es ist uns eine angenehme Pflicht, ihm für sein Interesse an unserer Arbeit zu danken. Als starke Förderung empfanden wir dankbar das Interesse, welches zahlreiche Fachgenossen unserer Arbeit durch Teilnahme an einer Spezialtagung entgegenbrachten, die im Oktober 1937 in Göttingen stattfand. Die bei dieser Gelegenheit gehaltenen Vorträge sind inzwischen unter dem Titel „Probleme der technischen Magnetisierungskurve“ in Buchform erschienen. Manche Einzelheiten unserer Darstellung verdanken wir diesen Vorträgen und den mit ihnen verknüpften Diskussionen.

Göttingen, Mai 1939.

R. BECKER · W. DÖRING.

Die Formeln sind innerhalb eines jeden der 31 Kapitel durchlaufend nummeriert. Bei Formelzitatzen innerhalb eines Kapitels ist nur die Nummer der Formel angegeben, bei Zitaten aus anderen Kapiteln dagegen auch die Kapitelnummer. Zum Beispiel bedeutet (14.7): Formel 7 aus Kapitel 14.

Als Maßeinheiten werden in den allgemeinen Rechnungen konsequent diejenigen des elektrostatischen C.G.S.-Systems benutzt. Bei den Anwendungen werden diese häufig durch andere ersetzt, welche dem gerade vorliegenden Zweck angepaßt und in jedem Einzelfall angegeben sind.

**Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung
in fremde Sprachen, vorbehalten.**

Copyright 1939 by Julius Springer in Berlin.

Printed in Germany.

Copyright vested in the Alien Property Custodian, 1943, pursuant to law.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
I. Grundlagen der magnetischen Erscheinungen	1
1. Definitionen und Meßmethoden	1
a) Der magnetische Dipol	1
b) Die Magnetisierung	3
c) Das magnetische Verhalten der Materie	4
d) Der Entmagnetisierungsfaktor und die Scherung	7
e) Meßmethoden	9
2. Das magnetische Moment der Atome. Diamagnetismus	12
a) Bahn- und Spinnmoment	12
b) Diamagnetismus	14
3. Paramagnetismus	16
a) Qualitative Übersicht	16
b) Statistische Mechanik	18
c) Theorie des Paramagnetismus	19
d) Paramagnetismus im periodischen System der Elemente	21
II. Allgemeine Theorie des Ferromagnetismus	25
4. Die Weißsche Theorie des Ferromagnetismus	25
a) Qualitatives Verhalten der Ferromagnetika	25
b) Quantitative Formulierung der Weißschen Theorie	29
c) Die spontane Magnetisierung	31
d) Der Paramagnetismus oberhalb des Curie-Punktes	33
e) Differentialbeziehungen im ferromagnetischen Gebiet	34
5. Die Berücksichtigung der Anordnung in der Weißschen Theorie	36
a) Die Langevinsche und Weißsche Theorie nach der statistischen Mechanik	36
b) Vermutung über den Einfluß der Schwarmbildung auf die $E(J, T)$ -Kurve und deren Bedeutung für die Zustandsgleichung	41
c) Die Ausscheidung bei binären Mischkristallen	42
d) Ferromagnetismus als Problem der Ausscheidung	45
e) Einfluß der Schwarmbildung auf den Faktor W des Weißschen Feldes	47
f) Die lineare Kette	48
g) Die Ansätze von NÉEL und BETHE	51
6. Energetische und thermische Beziehungen	53
a) Die Magnetisierungsarbeit	53
b) Die innere Energie	57
c) Die freie Energie und das thermodynamische Potential	61
d) Die Anomalie der spezifischen Wärme	66
e) Der magnetokalorische Effekt	69
7. Die gyromagnetischen Effekte	72
a) Der Maxwell-Effekt	73
b) Der Barnett-Effekt	75
c) Der Einstein-de Haas-Effekt	77
d) Längsmagnetisierung durch rotierende Quermagnetisierung	82
8. Über die Quantentheorie des Ferromagnetismus	83
a) Elektronenspin, Pauli-Prinzip, Störungstheorie	83
b) Das H_2 -Molekül	87
c) Anwendung der Heitler-London-Methode auf das Metall	91
d) Beschreibung des Ferromagnetismus mit Hilfe der Energiebänder	95
e) Das Auftreten des Ferromagnetismus im periodischen System der Elemente	98
III. Die Vorgänge bei der Magnetisierung	101
9. Übersicht über den Magnetisierungsvorgang	101
a) Die Vorzugsrichtungen der spontanen Magnetisierung. Kristallenergie, Spannungsennergie und Feldenergie	101
b) Die Elementarvorgänge bei Änderungen der Magnetisierung. Reversible und irreversible Drehungen und Wandverschiebungen	105
c) Das Auftreten der verschiedenen Elementarvorgänge auf den verschiedenen Abschnitten der Magnetisierungskurve	110

	Seite
10. Die Kristallenergie	112
a) Zur theoretischen Deutung der Kristallenergie	112
b) Messungen in den kristallographischen Hauptrichtungen. Magnetisierungsarbeit. Verlauf der Magnetisierungskurve	114
c) Messungen bei beliebiger Richtung des Feldes. Remanenz. Querkomponente in hohen Feldern	119
d) Übersicht über die Zahlenwerte der Kristallenergie	123
e) Die Magnetisierungsarbeit in der leichten Richtung	127
11. Die Spannungsenergie	128
a) Isotrope Magnetostriktion	128
b) Allgemeine Form der Spannungsenergie	132
1. Die Abhängigkeit der freien Energie von den Verzerrungen und der Magnetisierungsrichtung S. 132. — 2. Die Verzerrungen bei gegebener Richtung der Magnetisierung und gegebenen Spannungen S. 137. — 3. Ermittlung der Spannungsenergie S. 144. — Zusammenstellung der wichtigsten Formeln S. 146.	
12. Die Anfangspermeabilität	147
a) Der Zusammenhang zwischen der Anfangspermeabilität und den inneren Spannungen	147
Anfangspermeabilität bei kleinen Spannungen S. 148. — Anfangspermeabilität bei großen Spannungen S. 154.	
b) Der Höchstwert der Anfangspermeabilität	156
c) Die inneren Spannungen	157
Die reversible Permeabilität im Remanenzpunkt S. 160. — Die Beeinflussung der Remanenz durch äußeren Zug S. 162.	
13. Die Einmündung in die Sättigung J_s	167
a) Theorie des Einmündungsgesetzes bei Drehungen	168
b) Experimentelles zum Einmündungsgesetz	171
14. Die irreversiblen Wandverschiebungen	176
a) Die irreversiblen Vorgänge in gewöhnlichen Materialien	176
b) Die großen Barkhausen-Sprünge	182
15. Die Wandenergie der 180° -Wände	187
a) Theoretische Berechnung der Wandenergie	187
b) Die großen Ummagnetisierungskerne	192
c) Die Grenzfeldstärke H_0	203
d) Die reversiblen Verschiebungen der 180° -Wände	209
16. Die Koerzitivkraft	213
17. Die Magnetisierung bei schwachen Feldern	218
a) Die Rayleigh-Schleife	218
b) Wechselstromuntersuchungen im Rayleigh-Gebiet	223
18. Die Permeabilität bei hohen Frequenzen	228
a) Der Skineffekt	229
b) Der Skineffekt bei Berücksichtigung von Hysterese und Nachwirkung	231
c) Messungen von R und L_i bei kurzen Wellen	234
d) Die Bremsung durch mikroskopische Wirbelströme	237
19. Die magnetische Nachwirkung	242
a) Theorie der dielektrischen Nachwirkung	244
b) Formale Übertragung auf die magnetische Nachwirkung	247
c) Die frequenz- und temperaturabhängige Nachwirkung	252
d) Die Jordansche Nachwirkung	258
e) Nachwirkung der Permeabilität	260
f) Die Snoeksche Theorie der magnetischen Nachwirkung	262
IV. Die Begleiterscheinungen der Magnetisierung	267
20. Die thermischen Effekte bei der Magnetisierung	267
21. Die Magnetostriktion	270
a) Die spontane Verzerrung des Gitters	273
b) Der Verlauf der Magnetostriktion bei der Magnetisierung	281
c) Die Volumenmagnetostriktion	291
1. Rein magnetische Messung des Kompressionsmoduls aus dem Formeffekt S. 298. — 2. Volumenabhängigkeit der Kristallenergie S. 298. — 3. Der Anstieg bei hohen Feldern S. 298.	
d) Die Längsmagnetostriktion bei Berücksichtigung der Volumenänderung	301
e) Ausdehnungskoeffizient und Volumeneffekt (Invar)	305
f) Formelmäßige Behandlung der mit dem Volumeneffekt verknüpften Erscheinungen	307

1. Die Temperaturabhängigkeit des Volumeneffektes selbst S. 309. —	
2. Der Einfluß des Volumeneffektes auf die experimentell beobachtbare <i>M-H</i> -Kurve S. 309. —	
3. Die thermische Dehnung S. 310. —	
4. Der adiabatische und der isotherme Volumeneffekt S. 310.	
22. Die Widerstandsänderung beim Magnetisieren	311
a) Die Abhängigkeit des Widerstandes von der Richtung der spontanen Magnetisierung	312
b) Die Widerstandsänderung durch Spannungen	320
c) Der Einfluß des Betrages der spontanen Magnetisierung auf den mittleren elektrischen Widerstand	324
23. Die Bitterschen Streifen	331
V. Der Einfluß verborgener magnetischer Vorgänge auf das mechanische Verhalten	336
24. Der ΔE -Effekt	336
a) Die magnetisch bedingten Abweichungen vom Hookeschen Gesetz	336
b) Der ΔE -Effekt bei großen inneren Spannungen	339
c) Der ΔE -Effekt bei kleinen inneren Spannungen	344
d) Vergleich mit dem Experiment	348
e) Die Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls	354
25. Die Dämpfung mechanischer Schwingungen	357
a) Übersicht über die verschiedenen Dämpfungsanteile	357
b) Die Dämpfung infolge magnetomechanischer Hysterese	365
c) Die Dämpfung durch makroskopische Wirbelströme	371
1. Sehr starker Skineffekt S. 373. —	
2. Schwacher Skineffekt S. 375.	
3. Der Einfluß der makroskopischen Wirbelströme auf den Elastizitätsmodul S. 377.	
d) Die Dämpfung durch mikroskopische Wirbelströme	378
VI. Die ferromagnetischen Werkstoffe und ihre Verwendung	382
26. Die Vorgänge bei der Ausscheidung	382
27. Die Veränderung der magnetischen Eigenschaften bei der Ausscheidung	391
a) Die Sättigungsmagnetisierung und der Curie-Punkt	391
b) Die Koerzitivkraft	395
28. Die permanenten Magnete	398
a) Die geforderten Eigenschaften	398
b) Die gebräuchlichsten Werkstoffe für permanente Magnete	400
29. Die magnetischen Werkstoffe der Starkstromtechnik	405
30. Die magnetisch weichen Werkstoffe	409
a) Anwendungsgebiete. Die geforderten Eigenschaften	409
b) Das Permalloy-Problem	411
c) Die technisch benutzten magnetisch weichen Legierungen	416
d) Der Einfluß des Temperns im Magnetfeld	418
31. Die magnetischen Werkstoffe der Schwachstromtechnik	422
a) Die geforderten Eigenschaften	422
b) Die Massekerne	424
c) Die Eisen-Nickel-Kupfer-Walzbleche	427
d) Die anisotropen Eisen-Nickel-Bleche	431
Namen- und Sachverzeichnis	436

I. Grundlagen der magnetischen Erscheinungen.

1. Definitionen und Meßmethoden.

In der Elektrostatik bildet die elektrische Ladung den natürlichen Ausgangspunkt aller Überlegungen. Sie ist sowohl der *Ursprung* jeder elektrischen Kraftwirkung wie auch das *Hilfsmittel* zum Nachweis und zur Messung der elektrischen Feldstärke. Im Gegensatz dazu ist man beim Magnetismus wegen des Fehlens von wahren magnetischen Ladungen genötigt, als elementaren Ursprung des magnetostatischen Feldes den *magnetischen Dipol* einzuführen.

a) Der magnetische Dipol.

Es gibt zwei für die meisten Zwecke gleichwertige Möglichkeiten, den magnetischen Dipol in anschaulicher Weise zu beschreiben, nämlich entweder als Grenzfall einer Doppelquelle (Abb. 1 a) oder als Grenzfall eines Ringstroms (Abb. 1 b). Beim Bild der Doppelquelle betrachtet man zwei entgegengesetzte magnetische Ladungen $+m$ und $-m$, welche sich im Abstand l befinden. Der Vektor l soll dabei von $-$ nach $+$ zeigen. Das Dipolmoment dieser Anordnung ist $p = lm$. Daraus entsteht ein Dipol im eigentlichen Sinne, wenn man gleichzeitig m gegen Unendlich und l gegen Null streben läßt, in solcher Weise, daß das Produkt lm seinen festen Wert p behält.

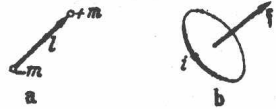


Abb. 1a u. b. Beschreibung des magnetischen Dipols a) als Doppelquelle, b) als Ringstrom.

Bei dem anderen Bild betrachtet man einen in seiner Stärke unveränderlichen Ringstrom i , welcher eine Fläche f umrandet. Dabei sei f als Vektor aufgefaßt, dessen Betrag gleich der umrandeten Fläche ist; er steht zudem senkrecht auf der Fläche und bildet mit der Stromrichtung von i eine Rechtschraube. Dieses Gebilde wird zu einem magnetischen Dipol vom Moment

$$(1) \quad p = \frac{i}{c} f,$$

wenn man wieder den Grenzübergang

$$\lim \begin{cases} i \rightarrow \infty \\ f \rightarrow 0 \end{cases}$$

so ausführt, daß das Produkt konstant bleibt.

An Hand des Bildes der Doppelquelle lassen sich leicht diejenigen Eigenschaften des Dipols angeben, welche die Grundlagen für die magnetischen Meßmethoden bilden.

1. *Das vom Dipol ausgehende Feld* kann mit Hilfe eines Potentials φ_m beschrieben werden. Befindet sich der Dipol p mit den Komponenten p_x, p_y, p_z an der Stelle ξ, η, ζ , so erzeugt er an der Stelle x, y, z das Potential

$$(2) \quad \varphi_m(x, y, z) = \frac{p_x(x - \xi) + p_y(y - \eta) + p_z(z - \zeta)}{\sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2}}.$$

Zur Ableitung geht man aus von den getrennten Punktladungen $+m$ und $-m$, welche durch den Vektor l mit den Komponenten l_1, l_2, l_3 verbunden sind. So erhält man zunächst

$$\varphi_m = \frac{m}{\sqrt{(x - (\xi + l_1))^2 + (y - (\eta + l_2))^2 + (z - (\zeta + l_3))^2}} - \frac{m}{\sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2}}.$$

Die Taylor-Entwicklung nach den kleinen Größen l_1, l_2, l_3 liefert dann mit $m l_1 = p_\xi, m l_2 = p_\eta, m l_3 = p_\zeta$ im Limes $l_1 \rightarrow 0, l_2 \rightarrow 0, l_3 \rightarrow 0$

$$(2a) \quad \varphi_m = p_\xi \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{r} \right) + p_\eta \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{r} \right) + p_\zeta \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{r} \right);$$

$$r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2}.$$

Das ist offensichtlich mit (2) identisch. In Vektorschreibweise lautet (2) auch

$$(2b) \quad \varphi_m = \frac{(\mathfrak{p} \mathfrak{r})}{r^3},$$

wenn wir mit \mathfrak{r} den Vektor vom Dipol zum Aufpunkt x, y, z bezeichnen. Ist weiterhin (Abb. 2) ϑ der von \mathfrak{r} und \mathfrak{p} eingeschlossene Winkel, so gilt in Polarkoordinaten

$$(2c) \quad \varphi_m = \frac{p \cos \vartheta}{r^2}.$$

Für das Magnetfeld \mathfrak{H} folgt aus (2c) bei Zerlegung in eine radiale Komponente H_r und eine tangentielle H_ϑ :

$$(3) \quad \begin{cases} H_r = \frac{2p}{r^3} \cos \vartheta \\ H_\vartheta = \frac{p}{r^3} \sin \vartheta. \end{cases}$$

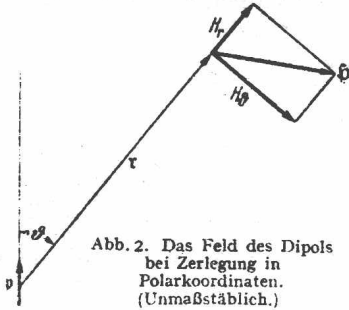


Abb. 2. Das Feld des Dipols bei Zerlegung in Polarkoordinaten. (Unmaßstäblich.)

2. Das auf einen Dipol ausgeübte Drehmoment.

In einem homogenen Magnetfeld \mathfrak{H}_0 erfährt der Dipol keine translatorische Kraft, sondern nur ein Drehmoment \mathfrak{D} . Ist α der Winkel zwischen Feld und Dipol, so folgt nach der Regel Kraft \times Hebelarm für den Betrag von \mathfrak{D}

$$(4) \quad D = p H_0 \sin \alpha$$

oder als Vektor

$$(4a) \quad \mathfrak{D} = [\mathfrak{p} \mathfrak{H}_0].$$

3. Eine translatorische Kraft kann der Dipol nur dann erfahren, wenn die magnetische Feldstärke \mathfrak{H}_0 am Ort von $+m$ von derjenigen am Ort $-m$ verschieden ist, d. h. also im inhomogenen Feld. Für die x -Komponente K_x der Kraft erhält man z. B.

$$K_x = m [H_x(\xi + l_1, \eta + l_2, \zeta + l_3) - H_x(\xi, \eta, \zeta)],$$

also im Limes $l_1, l_2, l_3 \rightarrow 0$

$$(5) \quad K_x = p_\xi \frac{\partial H_x}{\partial x} + p_y \frac{\partial H_x}{\partial y} + p_z \frac{\partial H_x}{\partial z}.$$

In Vektorschreibweise lautet (5)

$$(5a) \quad \mathfrak{K} = (\mathfrak{p} \text{ grad}) \mathfrak{H}.$$

Geht man bei der ganzen Überlegung nicht vom Bild der Doppelquelle, sondern von dem des Ringstroms aus, so hat man das Feld nach dem Biot-Savartschen Gesetz als Feld des Stromes zu berechnen. Zur Berechnung der Kraftwirkungen eines äußeren Feldes hat man auszugehen von der Kraft

$$\mathfrak{f} = \frac{1}{c} [d\mathfrak{s} \mathfrak{H}],$$

welche auf das Stück $d\mathfrak{s}$ der Strombahn vom Feld \mathfrak{H} ausgeübt wird. Man kommt bei Durchführung der entsprechenden Rechnungen zu den gleichen Formeln (3), (4) und (5) für die elementaren Eigenschaften des Dipols.

Als historisch älteste Anwendung der obigen Beziehungen betrachten wir (Abb. 3) die Versuche von GAUSS, durch welche die Absolutmessung von magneti-

schen Größen ermöglicht wurde. Durch die Gaußsche Methode wird gleichzeitig die Horizontalintensität H_0 des Erdfeldes und das Moment p eines permanenten Stabmagneten gemessen.

Erster Versuch. Der Magnet p liegt fest in horizontaler Lage, senkrecht zur Richtung des Erdfeldes H_0 . Auf der Verlängerung seiner Achse befindet sich im Abstand r von ihm (Punkt A) ein kleiner Kompaß, dessen Nadel unter der Wirkung von p um den Winkel α aus der Richtung von H_0 abgelenkt wird. Ist H_1 das Feld des Magneten in A , so ist $\operatorname{tg} \alpha = \frac{H_1}{H_0}$, also nach (3) $\operatorname{tg} \alpha = \frac{2p}{H_0 \cdot r^3}$.

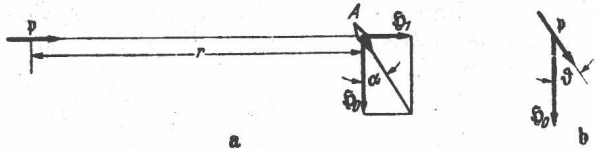


Abb. 3a u. b. Die Gaußschen Versuche. a: Ablenkung einer Kompaßnadel A durch den Dipol. b: Schwingung des Dipols im Erdfeld.

Zweiter Versuch. Der Magnet wird selbst wie eine Kompaßnadel in seinem Schwerpunkt unterstützt, so daß er unter der Wirkung von H_0 freie Drehbewegungen ausführen kann. Ist ϑ seine Winkelabweichung aus der Richtung von H_0 , so übt H_0 auf ihn nach (4) das Drehmoment $pH_0 \sin \vartheta$ aus.

Mit dem Trägheitsmoment Θ gilt also

$$\Theta \ddot{\vartheta} = -pH_0 \sin \vartheta.$$

Für kleine Werte von ϑ folgt daraus

$$\vartheta = C \sin \sqrt{\frac{pH_0}{\Theta}} \cdot t$$

und damit die sekundliche Schwingungszahl

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{pH_0}{\Theta}}.$$

Somit wird im ersten Versuch das Verhältnis p/H_0 , im zweiten das Produkt pH_0 gemessen. Dadurch sind dann auch p und H_0 einzeln bekannt.

Die Einheit der magnetischen Feldstärke, welche in solcher Weise durch rein magnetische Messungen — ohne Bezugnahme auf elektrische — festgelegt ist, heißt heute 1 Oersted (Oe). Sie ist mit der in der Elektrotechnik benutzten Einheit Ampere-Windungen pro cm verknüpft durch

$$1 \frac{\text{Amp.-Windg.}}{\text{cm}} = 0,4\pi \text{ Oe.}$$

b) Die Magnetisierung §.

Der oben behandelte Dipol ist zunächst nur eine mathematische Fiktion. In Wirklichkeit gibt es nur endlich ausgedehnte magnetisierte Körper. Wir führen aber den Begriff der Magnetisierung durch folgende Definition auf den des Dipols zurück: Greifen wir ein Volumenelement dV des Körpers heraus, so repräsentiert dieses Element einen Dipol vom Moment

$$(6) \quad p = \mathfrak{J} dV.$$

Durch diese Gleichung ist der Vektor \mathfrak{J} der Magnetisierung definiert. In etwas unexakterer Ausdrucksweise kann man sagen: \mathfrak{J} ist das magnetische Moment pro Volumeneinheit. \mathfrak{J} ist im allgemeinen ein ortsabhängiger Vektor. Ist die Magnetisierung in dem ganzen magnetisierten Körper konstant, so nennen wir den Körper *homogen* magnetisiert.

Wir brauchen nun eine Aussage über das Magnetfeld \mathfrak{H} , welches gemäß (6) und (2) von einem beliebig magnetisierten Körper erzeugt wird. Dazu berechnen wir das Potential φ_m am Ort x, y, z für den Fall, daß \mathfrak{J} als stetige Ortsfunktion

vorgegeben ist. Bezeichnen wir mit ξ, η, ζ einen Punkt im magnetisierten Material, so ist nach (2a):

$$\varphi_m(x, y, z) = \iiint \left[J_\xi(\xi, \eta, \zeta) \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{r} \right) + J_\eta(\xi, \eta, \zeta) \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{r} \right) + J_\zeta(\xi, \eta, \zeta) \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{r} \right) \right] d\xi d\eta d\zeta$$

Nun ist

$$J_\xi \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{r} \right) = \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{J_\xi}{r} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial J_\xi}{\partial \xi}.$$

Wenn der Bereich, in welchem \mathfrak{J} von Null verschieden ist, sich nirgends ins Unendliche erstreckt, so ergibt die Integration über den ersten Summanden Null. Es bleibt einfach

$$\varphi_m = - \int \frac{\operatorname{div} \mathfrak{J}}{r} d\xi d\eta d\zeta.$$

Dieser Ausdruck für φ_m hat die aus der Potentialtheorie geläufige Coulombsche Form $\int \frac{\varrho_m}{r} dV$, mit $\varrho_m = -\operatorname{div} \mathfrak{J}$. ϱ_m hat also die Bedeutung einer „magnetischen Ladungsdichte“. Das aus φ_m abzuleitende Feld $\mathfrak{H} = -\operatorname{grad} \varphi_m$ erfüllt somit die Poissonsche Gleichung $\operatorname{div} \mathfrak{H} = 4\pi \varrho_m$. Setzen wir für ϱ_m seinen Wert ein und beachten die Wirbelfreiheit von \mathfrak{H} , so erhalten wir für das von einem beliebigen magnetisierten Körper erzeugte Feld \mathfrak{H} die fundamentalen Gleichungen

$$(7) \quad \operatorname{div} \mathfrak{H} = -4\pi \operatorname{div} \mathfrak{J}; \quad \operatorname{rot} \mathfrak{H} = 0.$$

Durch seine Quellen und Wirbel ist aber ein Vektor bis auf eine additive Konstante eindeutig festgelegt. (7) enthält somit eine vollständige Beschreibung des gesuchten Feldes, wenn man noch hinzunimmt, daß \mathfrak{H} im Unendlichen verschwindet. — Ein homogen in Richtung seiner Achse magnetisierter Zylinder vom Querschnitt q wirkt nach (7) so, als ob seine Stirnflächen freie magnetische Ladungen von der Größe $\pm Jq$ trügen.

Als *Induktion* \mathfrak{B} definieren wir den nach (7) stets quellenfreien Vektor

$$(8) \quad \mathfrak{B} = \mathfrak{H} + 4\pi \mathfrak{J}; \quad \operatorname{div} \mathfrak{B} = 0.$$

c) Das magnetische Verhalten der Materie.

Wir haben oben die Magnetisierung \mathfrak{J} gänzlich unabhängig davon definiert, in welcher Weise sie erzeugt wird. Tatsächlich kommt sie stets dadurch zustande, daß von außen her ein Magnetfeld auf den Körper einwirkt. Das magnetische Verhalten der Körper wird beschrieben durch den Zusammenhang zwischen dem äußeren Feld \mathfrak{H} und seiner Magnetisierung \mathfrak{J} . Je nach der Art dieses Zusammenhanges unterscheiden wir folgende Fälle:

1. \mathfrak{J} ist proportional zu \mathfrak{H} . Dieser Fall liegt vor bei allen nichtferromagnetischen Körpern, solange man nicht zu extrem hohen Feldern oder zu extrem tiefen Temperaturen übergeht. Der Proportionalitätsfaktor χ heißt *Suszeptibilität*.

$$(9) \quad \mathfrak{J} = \chi \mathfrak{H}.$$

Entsprechend definiert man die *Permeabilität* μ durch

$$(9a) \quad \mathfrak{B} = \mu \mathfrak{H}; \quad \mu = 1 + 4\pi \chi.$$

Weiterhin unterscheidet man die Stoffe nach dem Vorzeichen von χ . Substanzen mit negativem χ , also $\mu < 1$, heißen diamagnetisch, solche mit positivem χ , also $\mu > 1$, heißen paramagnetisch.

Die Beträge von χ sind bei allen dia- und paramagnetischen Körpern sehr klein gegen 1 ($\sim 10^{-3}$ bis 10^{-5}). Für die allermeisten technischen Zwecke ist es also statthaft, bei ihnen μ gleich 1 zu setzen.

2. *Ferromagnetische Körper.* Bei diesen ist der Zusammenhang zwischen \mathfrak{J} und \mathfrak{H} wesentlich komplizierter. Er wird in der Regel durch Aufzeichnen von Magnetisierungskurven beschrieben. Alle Versuche, ihn in allgemeiner Weise formelmäßig zu beschreiben, sind bisher gescheitert. Tatsächlich sind die Elementarvorgänge, welche das Zustandekommen der Kurve bewirken, so verwickelt und mannigfaltig, daß ein Streben nach einer solchen allgemeinen mathematischen Formulierung nicht sinnvoll erscheint. So werden auch unsere späteren Betrachtungen lediglich das Ziel haben, einzelne charakteristische Züge der Kurve zu deuten.

Wir betrachten an Hand der Abb. 4 einige Eigenschaften der Magnetisierungskurve:

Setzt man ein zunächst unmagnetisches Stück Eisen (etwa nachdem man es gegläht hat) der Wirkung eines allmählich wachsenden Feldes H aus, so beobachtet man ein Anwachsen von J nach der Kurve $ABCD$, die man als „Neukurve“ oder auch „jungfräuliche Kurve“ bezeichnet.

J wächst, von A ausgehend, zunächst linear, dann stärker an. Nach einem Wendepunkt B wächst J wieder langsamer, bis bei C die „Sättigung“ J_S erreicht ist. Die zugehörige Feldstärke H_S nennen wir Sättigungsfeldstärke. Bei weichem Eisen liegt H_S etwa in der Gegend von 500 Oe. Bei weiterer Steigerung von H bis zu einigen 1000 Oe ändert sich J praktisch nicht mehr. Geht man jetzt mit dem Feld wieder zurück, so beobachtet man Werte von J , welche über der Neukurve liegen (Kurve $DCEF$). Beim Feld $H=0$ (Punkt E) ist J nicht verschwunden. Der hier noch vorhandene Wert von J heißt remanente Magnetisierung oder kürzer Remanenz J_R . Im allgemeinen ist größenordnungsgemäß $J_R \approx \frac{1}{2} J_S$. Geht man von E aus zu negativen Feldern, so verschwindet J an der Stelle F bei einem durch \overline{AF} gegebenen Feld H_c . Diese Feldstärke heißt *Koerzitivkraft*. Je nach der Größe von H_c spricht man von magnetisch weichen und magnetisch harten Materialien. Zur Illustration seien einige H_c -Werte in Tabelle 1 angegeben:

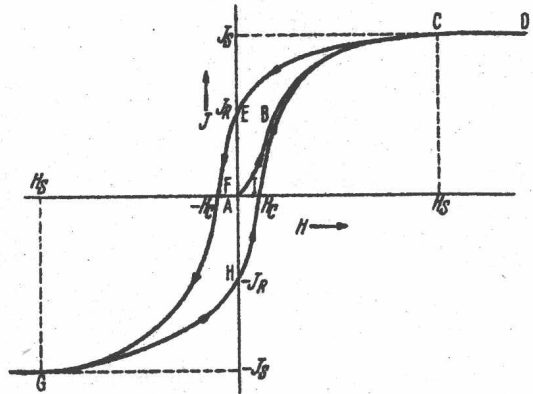


Abb. 4. Eine Magnetisierungskurve.

Tabelle 1. Die Koerzitivkraft von einigen Materialien.

	Material	H_c
Sehr weich	Extrem reines Eisen, wasserstoffgeglüht [CROFFI, C. C.: Phys. Rev. Bd. 39 (1932) S. 363]	0,025 Oe
	Hipernik: Legierung mit 50% Ni, 50% Fe	0,037 Oe
Normal	Fe-Si-Legierung, Handelsware Armco-Eisen	$\approx 0,2$ Oe
		$\approx 1,0$ Oe
Hart	Wolfram-Stahl Oerstit (Fe-Ni-Al-Legierung)	≈ 70 Oe
		500 bis 900 Oe
Extrem Hart	Pt-Co-Legierung, abgeschreckt [JELLINGHAUS, W.: Z. techn. Phys. Bd. 17 (1936) S. 33]	3680 Oe

Bei weiterer Steigerung des negativen Feldes erreicht man bei $H \approx -H_S$ wieder die Sättigung. Läßt man H von $-H_S$ aus wieder anwachsen, so durchläuft man einen Kurvenzug $GHIC$, welcher symmetrisch zu $CEFG$ liegt. Die ganze Figur heißt die „voll ausgesteuerte“ Hystereseschleife. Ganz andere Bilder erhält man, wenn man das Feld nicht bis H_S steigert, sondern zwischen

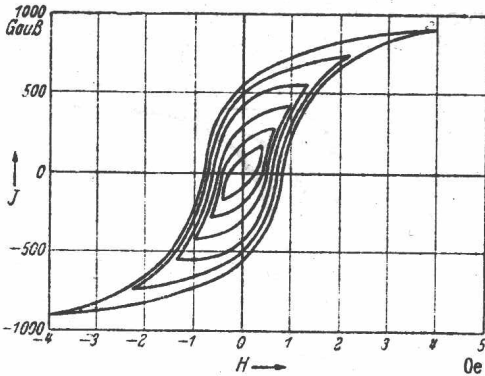


Abb. 5. Magnetisierungskurven mit verschieden hoher Aussteuerung (hochlegiertes Dynamoblech).

kleineren Feldern, etwa $+H_1$ und $-H_1$, hin- und hergeht. Abb. 5 bringt die Schleifen zur Anschauung, welche man bei allmählich wachsender Aussteuerung erhält. Besonders wichtig sind die Schleifen, die sich bei sehr kleiner periodischer Feldänderung ergeben. Man erkennt bereits aus Abb. 5, daß die Schleife dann die Gestalt einer flachen Lanzette annimmt. Wenn man die Amplitude H_1 des Feldes immer kleiner werden läßt, so geht nicht nur die zugehörige Remanenz J_R , d. h. also die Dicke der Lanzette, gegen Null,

sondern auch noch das Verhältnis J_R/H_1 . Das heißt aber, daß im Limes $H_1 \rightarrow 0$ die Lanzette zu einem reversibel durchlaufenen Strich ausartet. Will man nun den Punkt A ($J=0$ bei $H=0$) wieder erreichen, so muß man das Material *entmagnetisieren*. Das geschieht technisch durch Einwirkung eines Wechselfeldes, dessen Amplitude man allmählich von $H > H_S$ bis auf 0 abnehmen läßt.

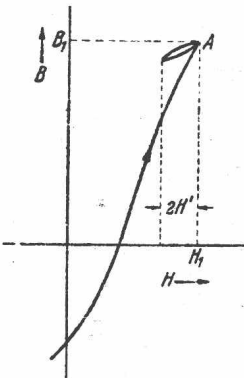


Abb. 6. Zur Definition der reversiblen Permeabilität.

Angesichts dieses komplizierten Verhaltens ist es natürlich nicht möglich, ohne Willkür von einer Permeabilität des Eisens schlechthin zu sprechen. Tatsächlich gibt es eine ganze Reihe von „Permeabilitäten“. Einige von ihnen werden in folgender Weise definiert:

1. Man benutzt formal die Gleichung (9a) und setzt $\mu = B/H$. Um diese Definition eindeutig zu machen, muß man hinzusetzen, auf welcher Kurve B gemessen werden soll. Es ist üblich, hierfür die Neukurve zu wählen. Wir nennen dieses μ die *totale Permeabilität* und kennzeichnen es durch den Index tot:

$$\mu_{\text{tot}} = \left(\frac{B}{H} \right), \text{ gemessen auf der Neukurve.}$$

Natürlich ist μ_{tot} selbst wieder von H abhängig. Es hat ein Maximum am oberen Knie der Neukurve und geht für sehr große H gegen 1.

2. Die *differentielle Permeabilität* μ_{diff} in einem bestimmten Zustand definiert man durch die Steilheit der B - H -Kurve, setzt also

$$\mu_{\text{diff}} = \frac{dB}{dH}, \text{ gemessen auf der Magnetisierungskurve.}$$

3. Man definiert eine *reversible Permeabilität* in folgender Weise: Hat man auf irgendeiner Schleife (Abb. 6) den Punkt A (H_1, B_1) erreicht, so überlagert man dem Feld H_1 ein Wechselfeld von möglichst kleiner Amplitude H' . B beschreibt dann in der Nähe von A eine kleine Lanzette, welche im Limes $H' = 0$ zu einem reversibel durchlaufenen Strich ausartet. Die reversible Permeabilität im Punkte A ist jetzt die Steilheit dieses Striches:

$$\mu_{\text{rev}} = \frac{dB}{dH}, \text{ gemessen mit kleinem überlagertem Wechselfeld.}$$

Es ist stets μ_{rev} kleiner als μ_{diff} , denn bei μ_{diff} werden außer der reversiblen B -Änderung stets irreversible Anteile (Barkhausensprünge) mitgemessen, so daß man geradezu unterteilen kann:

$$(10) \quad \mu_{diff} = \mu_{rev} + \mu_{irrev}.$$

μ_{irrev} kann man entsprechend die irreversible Permeabilität nennen.

4. Als Anfangspermeabilität μ_a definieren wir die reversible Permeabilität im entmagnetisierten Zustand. Am Beginn der Neukurve sind μ_a , μ_{diff} und μ_{tot} einander gleich. Es zeigt sich, daß die reversible Permeabilität entlang der Neukurve im allgemeinen monoton abnimmt. Die Abb. 7 mag eine ungefähre Vorstellung von ihrem Verlauf geben.

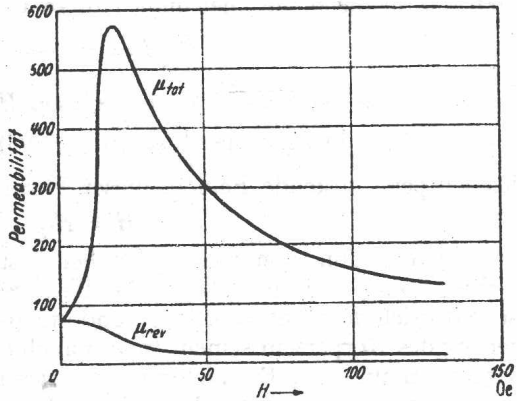


Abb. 7. Die reversible und die totale Permeabilität, auf der Neukurve gemessen (Kohlenstoffstahl. Nach R. GANS: Ann. Phys. IV. Bd. 33 (1910) S. 1065.1

d) Der Entmagnetisierungsfaktor und die Scherung.

In den soeben gegebenen Beschreibungen des magnetischen Verhaltens haben wir unter H stets das von „außen angelegte Feld“ verstanden. Diese Definition ist aber nur in Ausnahmefällen streng richtig. Im allgemeinen wird durch die Magnetisierung selbst nach (7) ein Feld \mathfrak{H}_J erzeugt, welches sich dem äußeren Feld überlagert. Auf das Material wirkt daher neben der äußeren Feldstärke (das ist diejenige, welche bei Abwesenheit des magnetisierbaren Materials an der betreffenden Stelle herrschen würde) noch das durch die Quellen $\rho_m = -\text{div } \mathfrak{J}$ erzeugte Feld \mathfrak{H}_J . Nur dann, wenn \mathfrak{H}_J gleich Null ist, ist das für den Magnetisierungszustand maßgebende Feld mit dem äußeren identisch. Sonst ist eine entsprechende, unter Umständen sehr erhebliche Korrektur anzubringen. Wir behandeln diese speziell für den Fall des geschlitzten Ringes sowie für das Ellipsoid. Das äußere Feld denken wir uns durch eine Stromspule erzeugt. Der Deutlichkeit halber nennen wir H_{sp} das Feld, welches bei Abwesenheit des Ferromagnetikums in der Stromspule herrschen würde. In einer Ringspule (Abb. 8) mit n Windungen und mit der auf ihrer Achse gemessenen Länge l herrscht bei der Stromstärke i auf der Achse das Feld

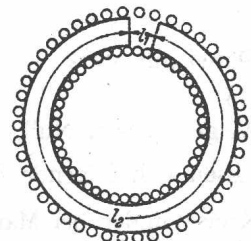


Abb. 8. Ringspule mit geschlitztem Eisenkern.

$$H_{sp} = \frac{4\pi}{c} \frac{n}{l} i.$$

Wir nehmen an, daß der Wicklungsdurchmesser klein ist im Vergleich zum Ringdurchmesser. Dann dürfen wir das Feld innerhalb der Spule als homogen ansehen. Ist das Innere der Spule von einem geschlossenen Eisenring erfüllt, so ist überall $\text{div } \mathfrak{J} = 0$, also ist wirklich das Feld im Eisen $H = H_{sp}$. Nun sei aber im Eisenring ein Schlitz von der Länge l_1 angebracht. Der verbleibende Eisenweg sei l_2 , also $l_1 + l_2 = l$. Ist H_1 das Feld im Luftspalt, H dasjenige im Eisen, so gilt nach dem Durchflutungsgesetz

$$H_1 l_1 + H l_2 = H_{sp} l.$$

Der Schlitz sei so schmal, daß eine merkliche Streuung der von den Polen ausgehenden Feldlinien noch nicht erfolgt. Wegen der Quellenfreiheit von \mathfrak{B}

sind die Induktionen \mathfrak{B}_1 und \mathfrak{B}_2 im Luftspalt und im Eisen gleich. Im Luftspalt ist $B_1 = H_1$ im Eisen dagegen $B_2 = H + 4\pi J$, also $H_1 = H + 4\pi J$. Setzt man das in die obige Gleichung ein, so wird

$$H = H_{sp} - 4\pi \frac{l_1}{l} J.$$

In diesem Fall wird also das äußere Feld H_{sp} geschwächt um das „entmagnetisierende Feld“ $H_J = -4\pi \frac{l_1}{l} J$. In den Fällen, in welchen man das im Innern des Körpers wirkende Feld in dieser Form

$$(11) \quad H = H_{sp} - N J$$

beschreiben kann, nennt man den bei J stehenden Faktor den „Entmagnetisierungsfaktor“. Eine so einfache Beschreibung des Gegenfeldes $H_J = -N J$ ist natürlich nur dann sinnvoll und möglich, wenn eine homogene Magnetisierung des Körpers in seinem Innern auch ein homogenes Gegenfeld H_J erzeugt. Bereits an unserem Beispiel mit dem geschlitzten Ring war diese Bedingung nur näherungsweise (für sehr kleines l_1) erfüllt. Streng gilt sie nur bei einem Ellipsoid. Wir verweisen hinsichtlich des Beweises dieses Satzes sowie der Berechnung der Entmagnetisierungsfaktoren auf die Lehrbuchliteratur¹. Hier seien nur einige Angaben zusammengestellt. Sind a, b, c die drei Hauptachsen des Ellipsoids und N_a, N_b, N_c die zugehörigen Entmagnetisierungsfaktoren, so gilt bei der homogenen Magnetisierung mit den Komponenten J_x, J_y, J_z nach den Richtungen von a, b, c :

$$(12) \quad \begin{cases} (H_J)_x = -N_a J_x \\ (H_J)_y = -N_b J_y \\ (H_J)_z = -N_c J_z. \end{cases}$$

Dabei gilt stets

$$(13) \quad N_a + N_b + N_c = 4\pi.$$

N_a geht gegen Null, wenn a unendlich groß gegenüber b oder c wird. Damit lassen sich folgende N -Werte direkt angeben: Kugel: $N = \frac{4\pi}{3}$;

Kreiszyylinder bei Magnetisierung senkrecht zu seiner Achse: $N = 2\pi$,

Platte bei Magnetisierung senkrecht zur Plattenebene: $N = 4\pi$.

Für ein *gestrecktes Rotationsellipsoid* $c = b, a > b$ gelten bei Magnetisierung in Richtung der Rotationsachse die in Tabelle 2 mitgeteilten Werte (nach KOHLRAUSCH²):

Tabelle 2. Der Entmagnetisierungsfaktor N von Rotationsellipsoiden mit dem Achsenverhältnis a/b bei Magnetisierung in Richtung der Rotationsachse.

a/b	N	a/b	N	a/b	N
5	0,7015	40	0,0266	100	0,0054
10	0,2549	50	0,0181	150	0,0026
15	0,1350	60	0,0132	200	0,0016
20	0,0848	70	0,0101	300	0,0008
25	0,0587	80	0,0080		
30	0,0432	90	0,0065		

Scherung der gemessenen Magnetisierungskurve. Bei der experimentellen Aufnahme einer Magnetisierungskurve bestimmt man zunächst J als Funktion von H_{sp} , während zur Kennzeichnung des Materials J als Funktion der inneren

¹ Vgl. BECKER, R.: Theorie der Elektrizität, 10. Aufl. Berlin 1933, S. 135.

² KOHLRAUSCH, F.: Lehrbuch der praktischen Physik, 17. Aufl. (1935).

Feldstärke $H = H_{sp} - NJ$ interessiert. Die Umzeichnung der Kurve, welche diesem Wechsel der unabhängigen Variablen entspricht, nennt man Scherung.

Zeichnet man (Abb. 9a) zunächst die gemessene Kurve J über H_{sp} , so zeichne man dazu die Gerade OS nach der Gleichung $J = H/N$. Betrachtet man jetzt irgendeinen Punkt A der Kurve, dem die Magnetisierung J_1 entspricht, so wird der zugehörige Wert $\overline{J_1 A}$ von H_{sp} durch die Scherungsgerade in die beiden Abschnitte NJ_1 und H unterteilt. Der horizontale Abstand des Punktes A von OS gibt also das im Innern des Materials herrschende Feld. Die Scherung der Kurve besteht demnach darin, daß man jeden ihrer Punkte um die Strecke NJ nach links verschiebt. Um direkt die gescherte Kurve (Abb. 9b) zu erhalten, zeichne man zunächst die Scherungsgerade OS' nach der Gleichung $J = -H/N$ und trage nun den zu einem gemessenen Werte J_1 gehörigen Wert H_{sp} von dieser Geraden nach rechts ab.

Man überzeugt sich leicht, daß der Flächeninhalt einer geschlossenen Kurve durch die Scherung nicht geändert wird. Die Koerzitivkraft wird ebenfalls nicht beeinflusst. Dagegen wird die Remanenz und die Anfangspermeabilität unter Umständen wesentlich verändert. Der letztere Einfluß sei noch kurz erläutert. Ist χ_a die Anfangsuszeptibilität, so gilt für kleine H

$$J = \chi_a H,$$

also

$$J = \chi_a (H_{sp} - NJ).$$

Nach J aufgelöst, ergibt diese Gleichung

$$J = \frac{1}{\frac{1}{\chi_a} + N} H_{sp}.$$

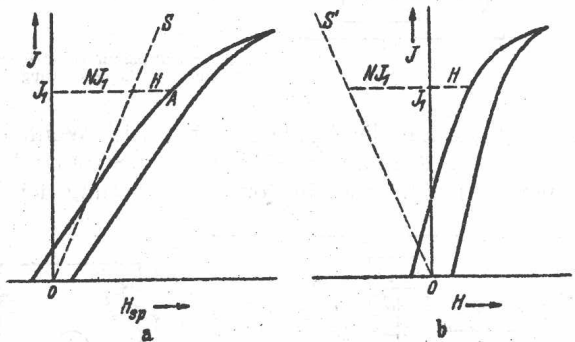


Abb. 9a u. b. Die Scherung einer Magnetisierungskurve. a) Die ungescherte Kurve, b) dieselbe Kurve nach Scherung.

Der Anstieg von J als Funktion von H_{sp} ist also gegeben durch die „ungescherte Suszeptibilität“ $\bar{\chi} = \frac{\chi_a}{1 + \chi_a N}$. Wenn $\chi_a N$ groß gegen 1 ist, so wird $\bar{\chi} \cong \frac{1}{N}$, also praktisch unabhängig von χ_a . Die gescherte Kurve steigt in diesem Fall fast senkrecht aufwärts. Dieser Umstand wird von besonderer Bedeutung bei Messungen an magnetisch sehr weichen Materialien mit großen Werten von χ_a . Nur wenn die Proben so lang und dünn sind, daß N kleiner als $1/\chi_a$ wird, ist eine genaue Messung der Suszeptibilität möglich.

e) Meßmethoden.

Jede Methode zur Messung der Magnetisierung beruht auf einer der drei Grundeigenschaften des Dipols, welche in den Gleichungen (3), (4) und (5) zum Ausdruck gebracht sind, d. h. man mißt entweder das vom Körper ausgehende Feld oder das von einem äußeren Feld auf ihn ausgeübte Drehmoment oder die von einem inhomogenen Feld bewirkte translatorische Kraft. Als Beispiele wollen wir hier einige der üblichsten Meßmethoden in ihren Grundzügen kurz beschreiben. Wir verzichten dabei auf Vollständigkeit. Zudem wollen wir bei den geschilderten Verfahren von einer Beschreibung der verschiedenartigen Ausführungen und der besonderen technischen Einzelheiten absehen. Wir verweisen dazu auf die Spezialliteratur¹.

¹ KOHLRAUSCH, F.: Lehrbuch der praktischen Physik. — STEINHAUS, W., E. GÜMLICH: In Handbuch der Physik, Bd. 16. — STONER, E. C.: Magnetism and Matter. Dasselbst Hinweise auf weitere Literatur.