

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 25 (1934)
Heft: 21

Artikel: Physikalische Deutung des Ferromagnetismus
Autor: Sänger, R.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1060180>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les editors ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 03.04.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

schlag nicht über die Grenzlinie hinausgeht. Man misst dann zu gleicher Zeit alle Positionen des Kondensators.

Es ist leicht einzusehen, dass es ohne weiteres möglich sein wird, den Kondensator eines komplett montierten Chassis nachzumessen, ohne die Spulen ausschalten zu müssen. Diese Spulen (vorzugsweise Langwellenspulen) sind dann die Spulen L_x (weil das Verhältnis $\frac{L_x}{L_b}$ durch das Vorhergehende gegeben ist, so ist L_b bestimmt).

Zur Erläuterung von Fig. 4 ist noch zu erwähnen, dass die Messvorrichtung durch Anbringen von Füßen etwas erhöht aufgestellt ist, damit man in einem Chassis eines Radioempfängers die Kondensatoren mit kurzen Zuführungsdrähten erreichen kann. Man kann die Kondensatoren in dieser Weise ganz leicht messen.

Da die Brücke universell verwendbar ist, kann man gleich nachher die HF-Verluste der HF-Kreise messen, wobei eine erhebliche Meßschnelligkeit erzielt werden kann.

Physikalische Deutung des Ferromagnetismus.

Vortrag, gehalten in der Physikalischen Gesellschaft Zürich am 25. Mai 1934

von Privatdozent Dr. R. Sänger, Zürich.

538.1

Der Vortrag deckte sich inhaltlich weitgehend mit dem im Bulletin des SEV 1934, Nr. 6, erschienenen Aufsatz «Probleme des Ferromagnetismus». Es soll hier, um wesentliche Wiederholungen zu vermeiden, nur auf zwei Punkte genauer eingegangen werden, auf die Erklärung des Dia-, Para- und Ferromagnetismus, und auf die technische Magnetisierungskurve und die Herstellung von Dauermagneten. In die von der Physikalischen Gesellschaft Zürich herausgegebene Broschüre über den ganzen Vortragszyklus wird hingegen auch der erwähnte Aufsatz mit einbezogen.

La conférence est sur la plupart des points identique à l'article «Problèmes du ferromagnetisme» qui a paru dans le N^o 6 du Bulletin ASE 1934. Pour éviter des répétitions, l'article ci-dessous se restreint à deux points, l'explication du diamagnétisme, du paramagnétisme et du ferromagnétisme, ainsi que la courbe de magnétisation et la formation d'aimants permanents. Par contre, la brochure publiée par la Societe Zurichoise de Physique sur la série de conférences contient la conférence complète.

1. Wird ein Körper in ein magnetisches Feld gebracht, so wird er magnetisiert, er nimmt ein magnetisches Moment an. Dieses Moment \mathfrak{M} wird dem Feld ξ proportional sein:

$$\mathfrak{M} = \kappa \cdot \xi$$

wo κ = magnetische Suszeptibilität.

κ kann sowohl positive als auch negative Werte annehmen. Ist $\kappa < 0$ ($\kappa \sim 10^{-6}$), so bezeichnet man den Körper als diamagnetisch. Ist $\kappa > 0$, so bezeichnet man den Körper als paramagnetisch. Ist κ positiv und sehr gross, so haben wir einen ferromagnetischen Körper vor uns.

Experimentell kann man zwischen diesen drei Fällen dadurch unterscheiden, dass ein diamagnetisches Stäbchen (Bi) in einem inhomogenen Feld abgestossen, ein paramagnetisches (Al) angezogen, ein ferromagnetisches (Fe) besonders stark angezogen wird.

2. Der Diamagnetismus ist eine Eigenschaft, welche ausnahmslos allen Körpern eigen ist. In vielen Fällen allerdings überwiegt der Paramagnetismus. Das diamagnetische Verhalten lässt sich auf Grund unserer Vorstellungen über den Bau der Atome leicht verstehen. Das Atom besteht bekanntlich aus einem positiv geladenen Kern, welcher von bewegten, negativ elektrischen Ladungen (Elektronen) umgeben ist. Wird ein solches Atom in ein magnetisches Feld gebracht, so werden die Bewegungen der Ladungen gegeneinander nicht geändert; hingegen führt das Ladungssystem als Ganzes eine zusätzliche Prezessionsbewegung (Rotation) um die Feldrichtung als Achse aus. Dieser Rotationsbewegung entspricht ein magnetisches Moment, denn sie stellt ja nichts anderes als einen Kreisstrom dar. Der Rotationsinn ist derart, dass

das Moment zum äusseren Feld entgegengesetzt gerichtet ist; daher ist κ negativ. Da die Prezessionsbewegung unabhängig vom momentanen Zustand der Warmbewegung der Moleküle ist, hängt der Diamagnetismus nicht von der Temperatur ab.

3. *Langevinsche Theorie des Paramagnetismus.* Bei paramagnetischen Substanzen hat jedes Molekül von Haus aus ein permanentes magnetisches Moment m , welches gewissermassen im Molekülgerüst verankert ist. Dieses permanente magnetische Moment kann auf Bewegung der Elektronen im Molekül zurückgeführt werden. In einem äusseren Feld werden die Moleküle sich so einzustellen suchen, dass alle Momentvektoren parallel zur Richtung des Feldes ausgerichtet werden. Diese Einstellung wird aber fortwährend durch die Warmbewegung gestört. Das Moment M pro Kubikzentimeter Substanz ist deswegen kleiner als das Moment M_∞ , welches man bei Parallelstellung sämtlicher Momentvektoren zu erwarten hätte.

Die klassische Durchrechnung von Langevin ergab unter der Annahme von unendlich vielen Einstellmöglichkeiten der Momentvektoren zum äusseren Feld folgendes Resultat:

$$\frac{M}{M_\infty} = \text{Cotg } x - \frac{1}{x} = L_\infty(x)$$

$$\text{Dabei bedeutet } x = \frac{m H}{k T}$$

wo T = absolute Temperatur,
 k = Boltzmannsche universelle Konstante.

Die Funktion $L_\infty(x)$ heisst Langevin-Funktion. Mit wachsendem x (mit wachsendem H oder ab-

nehmender Temperatur T) nimmt $L_\infty(x)$ vom Werte Null zunächst linear zu, biegt dann um, um schliesslich dem Grenzwert 1 zuzustreben (Fig. 1). Bei sehr grossem H oder bei sehr kleinem T ändert sich also $\frac{M}{M_\infty}$ fast gar nicht. Hier ist das Gebiet

der paramagnetischen Sättigung erreicht ($M \sim M_\infty$). Bei kleinem x (bei kleinem H oder grossem T) ist L_∞ proportional zu x . In diesem Bereich ist $\frac{M}{M_\infty} \sim \frac{H}{T}$ und wir erhalten das Gesetz von Curie in

$$\text{der Form } \kappa = \frac{M}{H} = \frac{\text{const.}}{T}$$

Nimmt man nun an, dass nicht jede Einstellung der Momentenvektoren zur Feldrichtung möglich ist, sondern nur ganz bestimmte Einstellungen in endlicher Anzahl, so erhält man für $\frac{M}{M_\infty}$ ein etwas

abweichendes Resultat. Auch nach den Vorstellungen der Quantenphysik ist eine unbeschränkte Einstellungs-

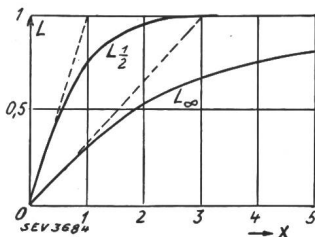


Fig. 1.

möglichkeit nicht zulässig; das magnetische Moment besitzt nur eine endliche Anzahl diskreter Einstellmöglichkeiten.

Lässt man nur zwei Einstellmöglichkeiten zu, parallel und antiparallel zum Feld (dies entspricht besser

als die Annahme beliebiger Einstellmöglichkeiten den Verhältnissen in festen Körpern bzw. Kristallen), so ergibt sich

$$\frac{M}{M_\infty} = \mathfrak{L}g x = L_{1/2}(x)$$

Diese Funktion $L_{1/2}(x)$ verläuft im wesentlichen gleich wie die Funktion $L_\infty(x)$ (Fig. 1); auch in diesem Falle gilt bei kleinem H und grossem T das

Gesetz von Curie in der Form $\kappa = \frac{C}{T}$, nur mit

einem anderen Wert der Konstanten C . Ganz allgemein können wir, indem wir zum paramagnetischen Anteil der Suszeptibilität $\kappa = \frac{C}{T}$ den kleinen

diamagnetischen Anteil $\kappa = \alpha = \text{const}$ ($\alpha < 0$) beifügen, schreiben:

$$M = \kappa \cdot H = \left(\alpha + \frac{C}{T} \right) \cdot H$$

4. Ein Versuch, den Ferromagnetismus auf die gleiche Weise zu erklären, scheitert daran, dass α und C nur sehr kleine Werte annehmen können. Weiss erkannte zuerst (1907), dass man diese Schwierigkeit umgehen kann, falls man annimmt, dass nicht nur das äussere Feld auf ein bestimmtes

Molekül wirkt, sondern dass dasselbe auch der Einwirkung der umgebenden Moleküle ausgesetzt ist. Die Moleküle der Umgebung erzeugen ein Feld \mathfrak{F}' (inneres Feld), welches proportional der Magnetisierung \mathfrak{M} angenommen werden kann:

$$\mathfrak{F}' = \nu \cdot \mathfrak{M}$$

ν heisst Weissche Konstante des inneren Feldes. Somit wirkt auf ein Molekül das Feld $\mathfrak{F} = \mathfrak{H} + \nu \mathfrak{M}$.

Die Frage nach der Grösse der Konstanten des inneren Feldes lassen wir zunächst noch offen; wäre die Wirkung der Umgebung rein magnetischer Natur, so müsste bei einer Anordnung der Moleküle in einem regulären Kristallgitter für die Konstante

der Lorentzsche Wert $\frac{4\pi}{3}$ folgen. Tatsächlich erhält

man aus den experimentellen Ergebnissen für diese Konstante viel grössere Werte.

Indem man den diamagnetischen Anteil $M = \alpha \cdot \mathfrak{F}$ noch mitberücksichtigt, gleichzeitig aber in

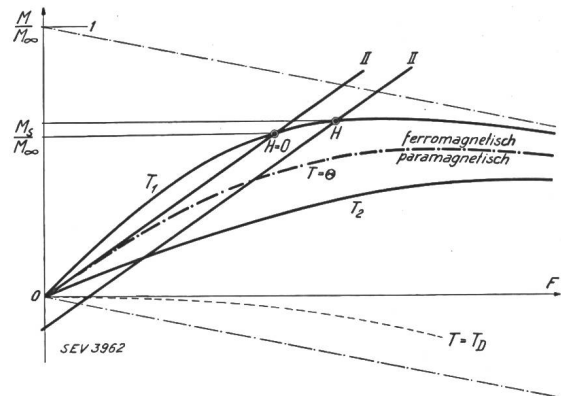


Fig. 2.

Zur Weisschen Theorie des Ferromagnetismus.

die oben angeführten Gleichungen statt H die Grösse $F = H + \nu M$ einführt, erhält man

$$\frac{M}{M_\infty} = L\left(\frac{m F}{k T}\right) + \alpha \cdot F \quad \text{(I) Gleichzeitig gilt}$$

$$\frac{M}{M_\infty} = \frac{F}{\nu M_\infty} - \frac{H}{\nu M_\infty} \quad \text{(II)}$$

Die Auflösung dieser beiden Gleichungen nach $\frac{M}{M_\infty}$

bei gegebenen Werten von T und H erfolgt graphisch (Fig. 2).

Man trägt die beiden Ausdrücke I und II in Funktion von F auf (nicht in Funktion von $\frac{m H}{k T}$,

wie in Fig. 1). Da II linear von F abhängt, wird dieser Ausdruck durch eine Gerade dargestellt,

welche eine bestimmte Neigung $\text{tg } \varphi = \frac{1}{\nu M_\infty}$ gegen

die F -Achse besitzt. Für $H = 0$ geht diese Gerade durch den Koordinatennullpunkt; bei wachsendem H wird sie mehr und mehr nach rechts verschoben,

bleibt aber zur ersten Geraden ($H = 0$) parallel. Der Ausdruck I enthält den Parameter T . Je nach der Temperatur T erhalten wir verschiedene Kurven I. In Fig. 2 sind zwei Kurven eingezeichnet, einmal für tiefe Temperatur (T_1) und einmal für hohe Temperatur (T_2). Den bei einer gegebenen Temperatur T für einen bestimmten Wert von H

sich einstellenden Wert von $\frac{M}{M_\infty}$ erhalten wir da-

durch, dass wir die Gerade II (H) mit der Kurve I (T) zum Schnitt bringen.

Auf Grund dieser Konstruktion lassen sich anhand der Fig. 2 die Verhältnisse sehr anschaulich untersuchen.

Betrachten wir zunächst den Fall tiefer Temperatur T_1 . Hier schneidet die Gerade ($H = 0$) die Kurve I (T_1) in einem Punkt, welcher einem nichtverschwindenden Wert der Magnetisierung entspricht. Dies bedeutet, dass das Material schon magnetisch ist, ohne dass wir ein äusseres Feld anzulegen brauchen. Diese Magnetisierung heisst «spontane Magnetisierung M_s ». Legen wir ein äusseres Feld H an, so wird die Gerade II (H) nach rechts verschoben; der Schnittpunkt wandert ebenfalls nach rechts, der Wert der Magnetisierung wird aber dadurch nicht wesentlich geändert: bei tiefen Temperaturen ist Sättigung vorhanden, das Material zeigt ferromagnetische Eigenschaften.

Bei hoher Temperatur T_2 sind die Verhältnisse wesentlich andere. Die Gerade ($H = 0$) trifft die Kurve I (T_2) einzig im Nullpunkt: es besteht keine spontane Magnetisierung M_s . Erst wenn wir ein äusseres Feld H anlegen, ergibt sich eine bestimmte Magnetisierung, welche nun dem Werte von H proportional ist: das Material verhält sich wie ein paramagnetischer Körper.

Wir können nun, von tiefen Temperaturen ausgehend, eine bestimmte Temperatur Θ finden, für welche die spontane Magnetisierung gerade verschwindet. Bei dieser Temperatur verläuft die Kurve I im Nullpunkt tangential zur Geraden ($H = 0$). Unterhalb dieser Temperatur Θ , welche als Curie-Temperatur bezeichnet wird, ist das Material ferromagnetisch, oberhalb derselben verliert es den Ferromagnetismus und verhält sich wie ein paramagnetischer Körper. Man kann rechnerisch zeigen, dass die Suszeptibilität oberhalb der Curie-Temperatur Θ folgendem Gesetz gehorcht:

$$\chi = \frac{\frac{\Theta}{\nu}}{T - \Theta} = \frac{\text{const.}}{T - \Theta}$$

Diese Beziehung ist analog dem Gesetz von Curie

für paramagnetische Substanzen $\chi = \frac{c}{T}$, mit dem

Unterschied allerdings, dass im Nenner nicht die absolute Temperatur selber steht, sondern ihr Abstand von der Curie-Temperatur. Dieses geänderte Gesetz wird als das Gesetz von Weiss bezeichnet.

Bei einer bestimmten Temperatur T_D verläuft die Kurve I anfänglich horizontal: hier wird schon bei ganz kleinen Feldern das Moment negativ, die Substanz ist oberhalb dieser Temperatur diamagnetisch. Wir können daher T_D als paramagnetischen Curiepunkt bezeichnen.

Bekanntlich hängt die Grösse der Magnetisierung eines Ferromagnetikums nicht allein von der Grösse des äusseren Feldes H ab, sondern auch von der Vorbehandlung des Materials, von seiner Vorgeschichte. Haben wir das ursprünglich unmagnetische Material durch Anlegen eines genügend grossen Feldes bis zur Sättigung magnetisiert und lassen dann das Feld H bis Null abnehmen, so bleibt das Material magnetisch: es zeigt remanenten Magnetismus (Fig. 3). Die remanente Magnetisierung beträgt bei weichem Eisen etwa 75 % des Sättigungswertes, bei magnetisch hartem Material etwa 50 %. Damit die Remanenz verschwindet, müssen wir ein Feld anlegen, welches zum ursprünglichen entgegengesetzt gerichtet ist. Dieses Feld nennt man «Koerzitivkraft». Die Grösse der Koerzitivkraft hat mit dem eigentlichen Ferromagnetismus nichts zu tun; sie hängt sehr stark von den mechanischen Spannungen ab, welchen das Material ausgesetzt ist. Körper, welche keine Magnetostriktion zeigen, haben sehr kleine Koerzitivkraft (Permalloy im

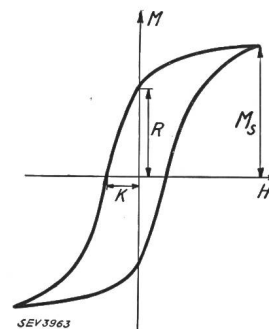


Fig. 3.
Remanenz R und
Koerzitivkraft K .

spannungsfreien Zustand). Bei Legierungen, welche eine feste Lösung darstellen, ist die Koerzitivkraft sehr klein. Das Auftreten verschiedener Kristallarten in einem heterogenen Gefüge begünstigt das Auftreten von starken mechanischen Spannungen, und diese führen, da sie ein Hindernis für die Wandverschiebungen der Weiß'schen Bezirke darstellen, zu einer grossen Koerzitivkraft. Diese Erkenntnis ist wichtig bei der Herstellung starker permanenter Magnete (Dauerstähle), denn oft kommt es weniger auf hohe Remanenz, als auf grosse Koerzitivkraft an. Ist die Koerzitivkraft gering, so genügt ja schon ein kleines Feld, um das Material gänzlich zu entmagnetisieren. Es ist in den letzten Jahren gelungen, Legierungen mit einer Koerzitivkraft von 500 Oersted («Oerstit») und 650 Oersted («Koerzit»), eine Ni-Al-Legierung) herzustellen.