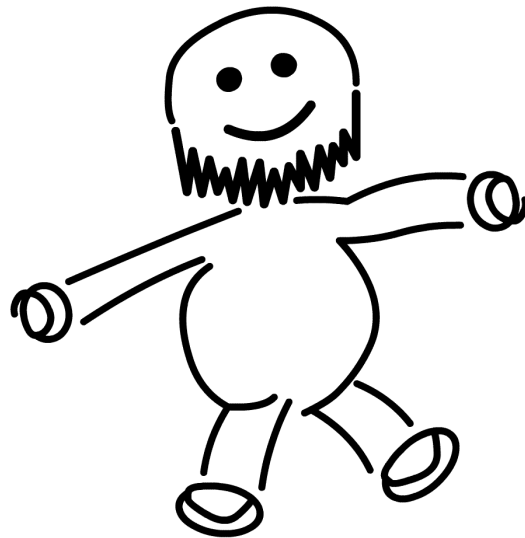


Physikalisches Praktikum für das Hauptfach Physik

Versuch 17

Ferromagnetismus

Wintersemester 2005 / 2006



Name:	Daniel Scholz
Mitarbeiter:	Hauke Rohmeyer
E-Mail:	physik@mehr-davon.de
Gruppe:	B9
Assistent:	Tobias Liese
Durchgeführt am:	29. September 2005
Protokoll abgeben:	30. September 2005
Protokoll verbessert:	—

Testiert: _____

1 Einleitung

In diesem Versuch werden wir die magnetischen Eigenschaften ferromagnetischer Stoffe kennenlernen, wir untersuchen dazu ein Eisenstück.

Ferromagnetismus spielt in vielen technischen Anwendungen eine wichtige Rolle und wird zum Beispiel bei Festplatten von Computern und bei Permanentmagneten verwendet.

2 Theorie

2.1 Magnetismus und Bohrsches Magneton

Es gibt drei wichtige Arten von Magnetismus: Dia- und Paramagnetismus [siehe Versuch 19] sowie den **Ferromagnetismus**. Diamagnetische Stoffe werden von einem Magnetfeld abgestoßen und paramagnetische Stoffe werden in ein angelegtes Magnetfeld hineingezogen. Als ferromagnetisch bezeichnet man diejenigen Stoffe, die einem Magnetfeld ausgesetzt wurden und nach Abschalten dessen eine Restmagnetisierung beibehalten. Der Magnetismus mancher Stoffe hängt mit dem magnetischen Moment der Atome eines Stoffes zusammen. Dieses magnetische Moment kann mit dem **Bohrschen Atommodell** erklärt werden. Demnach bewegen sich die Elektronen auf Kreisbahnen mit dem Radius r mit einer Geschwindigkeit v um den Atomkern und haben noch einen Spin [Drehung der Elektronen um ihre eigene Achse] um ihre eigene Achse. Diese Bewegung kann man als Kreistrom auffassen. Der Drehimpuls L des gesamten Systems gehorcht dann der Bedingung

$$L = mvr,$$

wobei wir für das Wasserstoffatom $\hbar := L$ setzen. Somit kommen die Elektronen $k = v/2\pi r$ mal pro Sekunde an jedem Punkt ihrer Bahn vorbei und stellen damit einen Strom der Stärke

$$I = e \cdot k = \frac{e \cdot v}{2\pi r}$$

da, wobei $e = 1.6022 \cdot 10^{-19} C$ die Elektronenladung ist. Es ergibt sich demnach das magnetische Moment p_m , welches als **Bohrsches Magneton** bezeichnet wird:

$$\mu_B := p_m = \text{Strom} \cdot \text{Fläche} = \frac{evr}{2} = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9.2742 \cdot 10^{-24} \frac{Jm^2}{Vs}.$$

Der Gesamtimpuls und somit das Gesamtmoment nimmt mit der Hauptquantenzahl n auch um das n faches zu, es gilt dann

$$p_m = n \cdot \mu_B.$$

Durch den Spin erzeugen die Elektronen natürlich auch ein kleines magnetisches Moment, welches hier aber nicht weiter betrachtet werden soll.

2.2 Ferromagnetismus

Für jeden Stoff lässt sich die magnetische Suszeptibilität χ bestimmen, die im Falle von Para- und Ferromagnetismus größer als Null und temperaturabhängig ist. Der Wert dieser Konstante hängt auch von der Vorgeschichte des jeweiligen Stoffes ab [siehe unten].

Ferromagnetismus ist nun eine besondere Form des Paramagnetismus. Ferromagnetische Stoffe haben keine aufgefüllten inneren Atomshalen und besitzen einen besonders großen Wert für χ , dies ist zum Beispiel bei Eisen der Fall, daher stammt auch der Name [lat. Eisen = Ferro].

Für die Magnetisierung M gilt zunächst

$$M = \chi H,$$

dabei ist H die magnetische Erregung. Für die magnetische Kraftflussdichte B gilt

$$B = \mu_0(H + M) = \mu_0(\chi + 1)H = \mu_0\mu_r H,$$

dabei ist $\mu_r = \chi + 1$ die relative Permeabilität, welche bei ferromagnetischen Stoffen nun temperaturabhängig ist.

Curie-Temperatur

T_C ist die materialspezifische Curie-Temperatur, bei dessen Überschreitung ein ferromagnetischer Stoff wieder paramagnetisch wird. Es gilt [analog zum Curie-Gesetz $\chi = C/T$ beim Paramagnetismus] die Beziehung

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

welche **Weiss-Gesetz** genannt wird. Dabei ist C die materialabhängige Curie-Konstante.

Weiss Bezirke

Vom Weiss-Gesetz ausgehend kann man sich nun die Bedeutung der **Weiss-Bezirke** verdeutlichen. Die Ordnung und Ausrichtung der Elementarmomente durch ein äußeres Feld ist aufgrund der thermischen Bewegung in vielen paramagnetischen Stoffen nur bedingt in sehr kleinem Maße möglich. Bei ferromagnetischen Stoffen ist das bis zur Curie-Temperatur nicht der Fall. Es bilden sich Weiss-Berike aus, welche die Gebiete sind, die parallel ausgerichtete magnetische Momente besitzen. Die Momente aller Weiss-Bezirke kompensieren sich jedoch zu Null. Legt man aber ein äußeres Feld an, so wachsen die Bezirke, die in Richtung des Feldes zeigen, auf Kosten der anderen Bezirke. Die dabei stattfindende Bewegung der Trennwände [**Bloch-Wände**] zwischen den Bezirken, kann man mit der **Bitter-Methode** sichtbar machen.

Bei der Bitter-Methode beschichtet man die Oberfläche des Materials mit einer Suspension kolloidaler ferromagnetischer Teilchen, welche sich an den Bloch-Wänden absetzen und diese als Bitter-Streifen markieren.

Remanente Magnetisierung und Barkhauseneffekt

Durch Fremdatome in dem Kristallgitter des ferromagnetischen Stoffes kann die durch das äußere Feld bewirkte Verschiebung der Bloch-Wände zeitweise aufgehalten werden. Wird der Druck der Wände jedoch groß genug um das Fremdatom zu überwinden, so klappen die Wände schlagartig um. Dies nennt man *Barkhauseneffekt*. Dabei wird abrupt die Magnetisierung M und damit der magnetische Fluß B der felderzeugenden Spule geändert. Diese Änderung bewirkt ein Knackgeräusch, welches mit Hilfe eines Mikrofons am Spulenende verstärkt und somit hörbar gemacht werden kann. Wird das angelegte Feld wieder abgesenkt, so gehen die reversibel verschobenen Wände wieder auf ihre ursprüngliche Position, die irreversibel verschobenen jedoch nicht. Daraus folgt eine *remanente Magnetisierung* M_R des Stoffes.

Magnetisch harte und weiche Stoffe

Die Wandverschiebungen an den Fremdatomen sind auch für die *Remanenz*, also die verbleibende Magnetisierung nach Abstellen des äußeren Feldes, verantwortlich. Dies liegt daran, dass es wieder einer gewissen äußeren Feldstärke anderer Polarität bedarf [auch *Koerzitivfeldstärke* genannt], um solche Verschiebungen rückgängig zu machen.

Sind viele Fremdatome in einem Gitter eines Stoffes enthalten, wie zum Beispiel bei hochlegierten Eisenarten, so ist ihre Remanenz sehr hoch. Man nennt diese Stoffe *magnetisch hart*. Sind eher wenig Fremdatome enthalten, spricht man von *magnetisch weichen* Stoffen. Ihre Remanenz ist gering.

Hystereseschleife

Trägt man die Stärke des B -Feldes gegen das äußere H -Feld auf, wie in der folgenden Abbildung 1, so bekommt man eine anschauliche Darstellung von den für ferromagnetische Stoffe charakteristischen Eigenschaften wie Remanenz, Koerzitivfeldstärke und Sättigungsmagnetisierung.

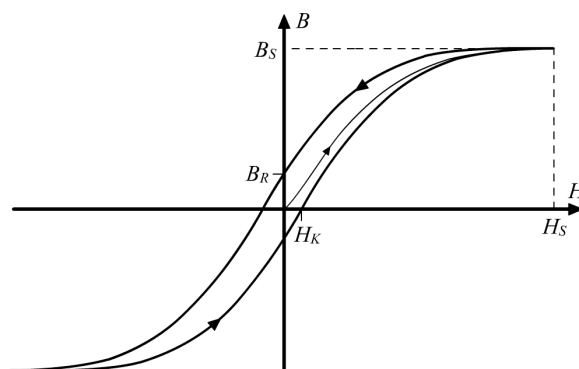


Abbildung 1: Beispiel einer Hystereseschleife.

Für die Relation von magnetischer Flussdichte B und Feldstärke H gilt

$$B = \mu_0 \mu_r H,$$

wobei μ_r bei ferromagnetischen Materialien von der Temperatur und von der Stärke des äußeren Feldes abhängt.

Daher ist die Steigung für kleine Werte des H -Feldes ziemlich groß, da μ_r relativ groß ist. Für größer werdende Werte des H -Feldes stellt sich dann jedoch ein Sättigungsverhalten ein und μ_r konvergiert gegen 1. Im Sättigungsbereich verschwindet somit die Steigung und es gilt dann $B = \mu_0 H$. Schwächt sich das äußere Magnetfeld wieder ab, so macht sich die Remanenz bemerkbar. Die Abhängigkeit der Flussdichte von der Feldstärke bleibt zwar die gleiche, ist aber durch die Remanenz etwas entlang der Abszisse verschoben, sodass sich an dem Ordinatenabschnitt die Remanenzflussdichte B_R und am Abszissenabschnitt die koerzitive Feldstärke H_K ablesen lassen.

Magnetisch harte Materialien haben eine breite Hystereseschleife, magnetisch weiche hingegen eine schmale. Die eingeschlossene Fläche gibt gerade die Energie an, die bei jedem Ummagnetisierungszyklus aufgebracht werden muss.

2.3 Anzahl der ausgerichteten Elektronen pro Atomkern

Kennt man nun die Sättigungsmagnetisierung B_S , so lässt sich daraus die Anzahl der Elektronen berechnen, die durchschnittlich pro Eisenkern ausgerichtet werden.

Die Magnetisierung ist definiert als die Anzahl der magnetischen Dipole pro Volumen V . Hat man also n Atome welche a ausgelenkte Elektronen besitzen, die wiederum jeweils ein magnetisches Moment von μ_B [dem Bohr'schen Magneton] haben, so erhält man für die Magnetisierung

$$M = \frac{an\mu_B}{V}.$$

Für ein Mol eines Stoffes, also für $n = N_A$, hat man $V = M_{N_A}/\rho$, dabei ist N_A die Avogadrozahl, M_{N_A} die Molmasse und ρ die Dichte des Stoffes. Damit ergibt sich

$$M = \frac{aN_A\mu_B\rho}{M_{N_A}} \Leftrightarrow a = \frac{M_{N_A} \cdot M}{N_A\mu_B\rho}. \quad (1)$$

Nach dieser Gleichung lässt sich also die Anzahl der ausgerichteten Elektronen pro Atomkern berechnen, wenn man die Dichte ρ sowie die Molmasse M_{N_A} des Stoffes kennt und die Beziehung

$$M = M_S = \chi H = \frac{B_S}{\mu_0}$$

für die Magnetisierung M verwendet. Dies wird in der Auswertung der Fall sein.

3 Versuchsdurchführung

Vor Beginn der Messreihe muss einige Mal die Hystereseschleife des zu untersuchendem Eisenstücks durchlaufen werden, um die Vorgeschichte des Materials zu definieren.

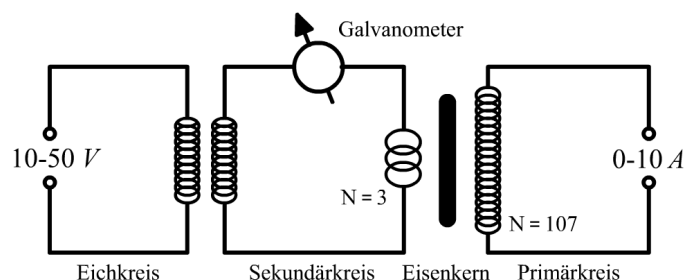


Abbildung 2: Vereinfachter Versuchsaufbau.

Danach wird der Strom in der felderzeugenden Spule und somit die Magnetisierung des Eisenkerns schrittweise erhöht und jeweils die Ausschläge des Galvanometers im Messprotokoll notiert. Das Galvanometer ist dadurch zu eichen, dass ein Ausschlag mit unterschiedlichen Spannungen erzeugt wird.

4 Auswertung

4.1 Bestimmung der Eichkonstanten

Es gilt wieder die Proportionalität

$$\varphi \sim Q = \int I dt,$$

dabei ist φ die Auslenkung und Q die geflossene Ladung. Somit folgt auch die lineare Abhängigkeit

$$\varphi = m \cdot \int I dt,$$

dabei ist m die zu ermittelnde Eichkonstante.

Durch die Auftragung der gemessenen Auslenkungen in Abhängigkeit der Stromstärke erhalten wir nach linearer Regression die gesuchte Eichkonstante m aus der Steigung dieser Geraden.

Wir erhielten das Ergebnis

$$m = 88.810 \pm 0.584 \frac{Skt}{A}.$$

4.2 Berechnung des H -Feldes

Das erzeugte H -Feld lässt sich über die angelegte Stromstärke I nach der Formel

$$H = \frac{N \cdot I}{L}$$

berechnen, dabei ist $N = 107$ die Windungszahl und L die Länge der Spule um den Eisenkern [siehe Versuch 14: Magnetfeld von Spulen]. Da es sich um eine Ringspule handelt, kann die Länge L aus dem Durchmesser D berechnet werden. Es ist $D = 0.138 m$ und somit gilt für die Länge

$$L = \pi D = 0.4335 m.$$

Demnach lässt sich das H -Feld für jede verwendete Stromstärke berechnen.

4.3 Berechnung des B -Feldes

Für den magnetischen Fluss Φ durch die sich mit dem Galvanometer im Sekundärkreis befindende Spule gilt

$$\Phi = N \cdot B \cdot A,$$

dabei ist $N = 200$ die Windungszahl und $A = 0.0143 m^2$ die Fläche der Spule, die sich im Sekundärkreis befindet und von dem Magnetfeld B durchsetzt wird. Da der Ausschlag bei einem ballistischen Galvanometer immer proportional zur geflossenen Ladung ist, gilt nach dem Induktionsgesetz für die nun gesuchte Konstante k gerade

$$\varphi = k \cdot \int U dt = k \cdot \Phi = k \cdot N \cdot B \cdot A. \quad (2)$$

Es soll nun die Konstante k durch die Eichkonstante m beschrieben werden.

Es sei B_1 die wirkende magnetische Flussdichte, welche aus den Daten der

verwendeten Spule berechnet werden kann [siehe Versuch 14: Magnetfeld von Spulen]. Es gilt

$$B_1 = \mu_0 \cdot \frac{N_1 \cdot I_1}{L_1}$$

dabei ist I_1 die Stromstärke und wir verwendeten eine Spule mit $N_1 = 2800$ Windungen und einer Länge L_1 von 1 m. Durch Auflösen von Gleichung (2) nach k erhalten wir nun

$$\begin{aligned} k &= \frac{\varphi}{N \cdot B_1 \cdot A} = \frac{\varphi \cdot L_1}{N \cdot \mu_0 \cdot N_1 \cdot I_1 \cdot A} \\ &= \frac{L_1}{N \cdot \mu_0 \cdot N_1 \cdot A} \cdot \frac{\varphi}{I_1} = \frac{L_1}{N \cdot \mu_0 \cdot N_1 \cdot A} \cdot m. \end{aligned}$$

Dabei ist m die Eichkonstante des Galvanometers, alle anderen Daten wurden bereits genannt. Somit erhalten wir nun

$$k = 8816 \pm 58 \frac{Sk}{Vs},$$

der Fehler ergibt sich aus dem Fehler von m . Formen wir nun umgekehrt Gleichung (2) nach der Unbekannten B um, so erhalten wir

$$B = \Delta B = \frac{\varphi}{k \cdot N \cdot A}.$$

Mit der Spule von $N = 3$ Windungen und einer Querschnittsfläche des Ringkerns von $A = 0.000301 \text{ m}^2$ lässt sich damit aus jedem Zeigerausschlag φ die Änderung des B -Feldes berechnen.

Jeder Zeigerausschlag beschreibt also die Änderung der Kraftflussdichte B bezogen auf die Änderung der verwendeten Stromstärke.

4.4 Die Hystereseschleife

Es wurde nun zu jedem Wertepaar (I, φ) das H - sowie das B -Feld berechnet und diese beiden Größen wurden anschließend gegeneinander aufgetragen, um die Hystereseschleife zu erhalten [siehe Abbildung 3].

Der Verlauf der Schleife ist zwar wie erwartet, jedoch sind die Werte für das B -Feld alle zu groß. Dies entstand dadurch, dass wir jeweils nur die Änderungen des B -Feldes berechnen konnten und somit nicht wissen, mit welchem Anfangswert der Kraftflussdichte wir unsere Messung begonnen hatten. Um aus der Abbildung nun die Sättigungsmagnetisierung B_S , die Koerzitivfeldstärke H_K und die Remanenz B_R wie in der Theorie beschrieben abzulesen, haben wir den Mittelpunkt der Schleife in den Ursprung gelegt, um die gewünschte Symmetrie zu erhalten.

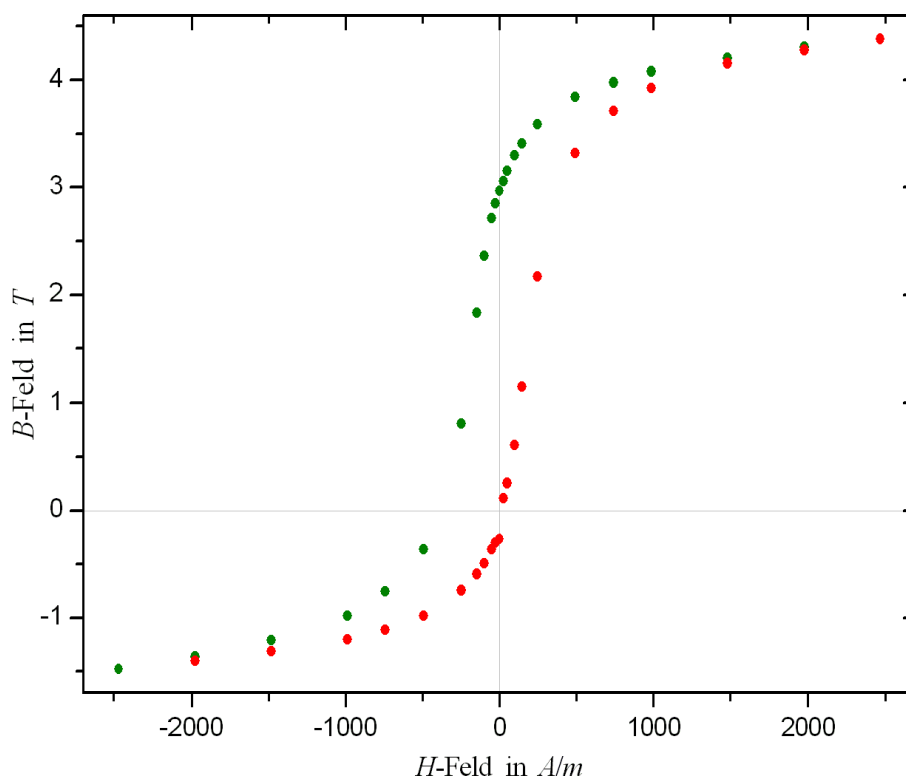


Abbildung 3: Unsere berechnete Hystereseschleife.

Wir ermittelten die folgende Werte:

$$\begin{aligned} B_S &= 2.75 \pm 0.1 \text{ T}, \\ H_K &= 180 \pm 40 \text{ A/m}, \\ B_R &= 1.65 \pm 0.1 \text{ T}. \end{aligned}$$

4.5 Anzahl der ausgelenkten Elektronen

Die Anzahl der ausgelenkten Elektronen pro Eisenkern soll nun nach Gleichung (1) bestimmt werden.

Die Magnetisierung erhalten wir aus

$$M = \frac{B_S}{\mu_0} = 2188380 \pm 79577 \frac{\text{A}}{\text{m}},$$

die Molmasse von Eisen beträgt $M_{Fe} = 0.05585 \text{ kg}$ und die Dichte von Eisen ist $\rho_{Fe} = 7850 \text{ kg/m}^3$. Mit der Avogadrozahl¹ von $6.0221 \cdot 10^{23}$ und dem

¹ Nach D. Meschede (2001): "Gerthsen Physik", 21. Auflage, Springer Verlag Berlin.

Bohrschen Magneton $\mu_B = 9.2742 \cdot 10^{-24} \text{ Jm}^2/\text{Vs}$ werden bei uns also

$$a = \frac{M_{Fe}M}{N_A \mu_B \rho_{Fe}} = 2.79 \pm 0.10$$

Elektronen pro Eisenkern ausgelenkt. Der Literaturwert für das atomare magnetische Moment von Eisen² beträgt $a = 2.2 \mu_B$.

5 Diskussion

Zunächst einmal ist anzumerken, dass wir mit unserem Versuch erst beginnen konnten, als die anderen beiden Gruppen bereits fertig waren. Dies lag daran, dass unser Versuchsaufbau keine gewünschten Galvanometeraus-schläge lieferte, vermutlich war ein Kontakt oxidiert oder ähnliches. Herr Schaaf wollte uns unterstellen, dass wir die Vorgeschichte nicht definiert hätten, dies stimmt aber nicht. Somit haben wir den Versuch vielleicht et-was zügiger und ungenauer durchgeführt, als wir es sonst getan hätten.

Mit dem Verlauf der Hystereseschleife sind wir sehr zufrieden, wir erzielten eine schöne geschlossene Schleife. Die Messwerte mit den zusätzlichen 1000 Windungen haben wir bewusst vernachlässigt, um unsere Ergebnisse besser ablesen zu können. Die Remanenz ist mit $B_R = 1.65 \pm 0.1 \text{ T}$ im Vergleich zur Sättigung mit $B_S = 2.75 \pm 0.1 \text{ T}$ relativ gering und die Hystereseschleife ist sehr schmal, somit scheint Eisen weichmagnetisch zu sein.

Auch das Ergebniss von 2.79 ± 0.10 ausgelenkten Elektronen pro Eisenatom ist im Vergleich zum Literaturwert mit 2.2 kein schlechtes Ergebnis, jedoch liegt der wahre Wert nicht im Fehlerbalken.

Eigene Kommentare

[Der Tag, dass auch bei uns einmal der Versuchsaufbau irgendwie kaputt ist, der musste ja kommen, ist ja auch nicht schlimm. Schlimm ist nur, dass Herr Schaaf natürlich sofort uns den Fehler unterstellen wollte. Und Praktikumsräume mit zwei Gruppen und Hiwis, also ca. 15 Leuten, ist auch immer wieder dumm.]_{Daniel}

[Man fühlt sich schon richtig schlecht, wenn man als letztes fertig wird. Unser einziger Trost liegt darin, dass wir nicht schuld waren. Trotzdem war es zumindest für Daniel nicht so schlimm, weil er das Protokoll schon fertig hatte, bevor ich am Versuchstag in die Mensa ging. Ist der Junge irgendwie nicht so richtig ausgelastet?]_{Hauke}

² Nach P. Schaaf (2005): "Das Physikalische Praktikum". Universitätsdrucke Göttingen, Seite 140.