

Betreuer: Heitmann

Fortgeschrittenen-Praktikum am  
II. Physikalischen Institut

# Magnetisierungskurven eines Ferrits<sup>1</sup>

Oliver Flimm  
Oberstraße 74  
51149 Köln

Uwe Münch  
Schmittgasse 92  
51143 Köln

Wintersemester 94/95<sup>2</sup>

e-mail: flimm@ph-cip.uni-koeln.de  
muench@ph-cip.uni-koeln.de

<sup>1</sup>Versuch 23

<sup>2</sup>Durchführung des Versuchs: 23.1.95

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Magnetismus und Messung zugehöriger Größen</b>	<b>1</b>
1.1	Magnetismusformen . . . . .	1
1.1.1	Diamagnetismus . . . . .	2
1.1.2	Paramagnetismus . . . . .	3
1.1.3	Verschiedene Magnetismusformen in Festkörpern . . . . .	4
1.2	Ferrite . . . . .	5
1.3	Magnetische Effekte . . . . .	6
1.3.1	Domänen und Domänenwände . . . . .	6
1.3.2	Hysterese . . . . .	7
1.3.3	Phasenübergang der spontanen Magnetisierung . . . . .	10
1.4	Streufelder und Entmagnetisierung . . . . .	11
1.4.1	Wahre und scheinbare Suszeptibilität . . . . .	12
1.5	Meßtechniken . . . . .	14
1.5.1	Grundprinzip . . . . .	14
1.5.2	Darstellung auf dem Oszilloskop . . . . .	15
1.5.3	Darstellung auf einem Schreiber . . . . .	15
<b>2</b>	<b>Auswertung</b>	<b>17</b>
2.1	Beheizbarer Ringkern . . . . .	17
2.1.1	Magnetisierungskurven . . . . .	17
2.1.2	Kommutierungskurven . . . . .	18
2.1.3	Temperaturverlauf . . . . .	21
2.2	Ringkern mit Luftspalt . . . . .	22
2.2.1	Ungescherte Magnetisierungskurve . . . . .	23
2.2.2	Gescherte Magnetisierungskurven . . . . .	24
<b>A</b>	<b>Unsere selbstgeschriebenen Programme</b>	<b>29</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>34</b>
	<b>Index</b>	<b>35</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Präzession magnetischer Momente . . . . .	2
1.2	Spinordnungen in Ferro-, Antiferro- und Ferrimagnetika . . . . .	5
1.3	Domänen im Kristall ohne äußeres Feld . . . . .	6
1.4	Eine Blochwand . . . . .	7
1.5	Hysterese: Domänen-Drehungen und Anisotropie . . . . .	8
1.6	Wandverschiebungen bei wachsendem äußerem Feld . . . . .	9
1.7	Magnetisierungsprozesse bei wachsendem äußerem Feld . . . . .	9
1.8	Hysterese-Kurven . . . . .	10
1.9	Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung . . . . .	10
1.10	Ringkern mit Luftspalt . . . . .	11
1.11	Scherung der Hysterese-Kurven . . . . .	13
1.12	Skizze zum Meßverfahren . . . . .	14
1.13	Integrator . . . . .	15
1.14	Mittelwertbilder mit Operationsverstärker . . . . .	15
2.1	Umgerechnete Kommutierungskurve, grober Bereich . . . . .	19
2.2	Umgerechnete Kommutierungskurve, feiner Bereich . . . . .	19
2.3	Kommutierungskurve, grober Bereich . . . . .	20
2.4	Kommutierungskurve, feiner Bereich . . . . .	20
2.5	Kommutierungskurven, ohne Fehler . . . . .	21
2.6	Sättigungsmagnetisierung . . . . .	23
2.7	Entmagnetisierungsfeld . . . . .	26
2.8	Entmagnetisierungsfaktor . . . . .	26
2.9	Scheinbare Suszeptibilität . . . . .	27

# 1. Magnetismus und Messung zugehöriger Größen

In diesem Versuch wollen wir Magnetisierungskurven eines sogenannten Ferrits unter verschiedenen Bedingungen aufnehmen. Wir beginnen unsere Betrachtungen daher mit der Beschreibung der verschiedenen Magnetisierungsformen von Materie und beschreiben den Aufbau von Ferriten. Danach gehen wir auf magnetische Effekte und deren Beschreibung bei Anlegen von äußeren Feldern ein und legen deren Temperaturabhängigkeit dar. Hiernach schauen wir uns Streufelder von nicht-geschlossenen Ringen und deren entmagnetisierende Wirkung an. Nach der Beschreibung unserer Meßtechniken werten wir abschließend unsere Messungen aus.

## 1.1 Magnetismusformen

### Wiederholung magnetischer Größen

Zur Wiederholung der Elektrodynamik verweisen wir im wesentlichen auf unsere Vorbereitung und Auswertung von Versuch 21 [Fest-21], der sich mit Mikrowellen im Vakuum und in Materialien befaßt hat. Wir haben dort die elektrodynamischen Größen im äußeren Kalkül eingeführt und unter geeigneten Koordinaten (die die vierdimensionale Mannigfaltigkeit in Raum- und Zeituntermannigfaltigkeiten blättert) mit den klassischen Darstellungen verglichen. Die Konstanten der metrikabhängigen Materialgleichungen waren (und werden in unserer Wiederholung) so gewählt, daß sich die klassischen Beziehungen im Einheitensystem SI ergeben.

Im *äußeren Kalkül* lautet die metrikabhängige Materialgleichung in Abänderung der Vakuumgleichung  $G = * \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} F$  durch eine zusätzliche Zwei-Form  $k := P + M \wedge dt$  (wobei  $P$  Polarisation und  $M$  Magnetisierung genannt wird):

$$G = * \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} F + k .$$

Über die übliche Raum-Zeit-Blätterung erhalten wir somit für den die Zeit beinhaltenden Anteil (das ist der Teil, der magnetische Effekte beinhaltet; man beachte dabei  $x^0 = ct$  und  $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu_0}}$ ):

$$H \wedge dt = * \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} B + M \wedge dt \quad \iff \quad *B = \mu_0(H \wedge dx^0) + \mu_0(M \wedge dx^0) .$$

Bei kleinen Feldstärken und für Stoffe, die keine Festkörperwechselwirkungen beinhalten (dazu später mehr), aber isotrop sind, ist die Magnetisierung der magnetischen Erregung  $H$  proportional (zur Benennung: vgl. [Fest-21]): Man kann dann

$$M = \chi \cdot H$$

setzen, wobei das  $\chi$  die *magnetische Suszeptibilität* ist. Über die Definition  $\mu := 1 + \chi$  kann man nun unter den obigen Voraussetzungen die *Permeabilität*  $\mu$  definieren und es ergibt sich:

$$*B = \mu\mu_0(H \wedge dx^0). \quad (1.1)$$

Klassisch sehen diese Formeln einfacher aus, da man dann das äußere Produkt und den Hodge-Operator (mit dem Symbol  $*$ ) auf Kosten der Übersichtlichkeit der Struktur weglassen kann.

### Verschiedene Magnetisierungsformen

Festkörper können verschiedene magnetische Eigenschaften besitzen. In einer Analyse stellt man fest, daß man bereits freien Elektronen sogenannte diamagnetische Eigenschaften zuordnen könnte. Atome besitzen durch die Bewegung der Elektronen um den Kern unter Umständen ein ständiges magnetisches Moment, so daß sie dann zusätzlich stärkere sogenannte paramagnetische Eigenschaften zeigen. Schließlich können in Festkörpern die einzelnen magnetischen Momente der Atome untereinander wechselwirken, so daß man ferro-, ferri- oder antiferromagnetische Materialien erhält. Wir wollen nun genauer auf diese Begriffe und Eigenschaften eingehen.

#### 1.1.1 Diamagnetismus

Der *Diamagnetismus* tritt bei allen Materialien auf, da dieser durch Wechselwirkung angelegter magnetischer Feldstärken  $B$  mit Drehimpulsen, z. B. mit den Spins der Elektronen, entsteht. Wir wollen dies nur klassisch nach der *Langevin'schen Theorie* skizzieren, weshalb wir den Diamagnetismus erst bei der Elektronenbewegung um Atome vorfinden (klassisch gibt es ja keinen Spin; daher brauchen wir einen Bahndrehimpuls). Diese Betrachtungsweise magnetischer Momente rechtfertigt sich nur dadurch, daß sie zufälligerweise dasselbe Ergebnis wie eine quantenmechanische Betrachtung des Bahndrehimpulses liefert. Außerdem wollen wir die experimentellen Auswirkungen andeuten.

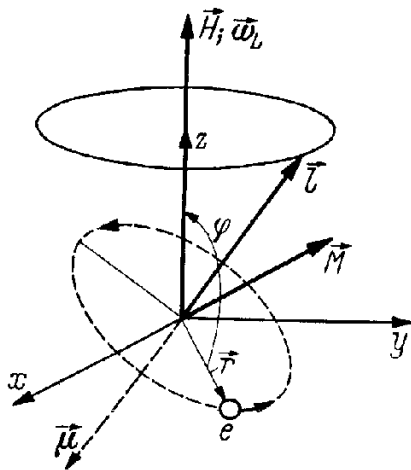


Abb. 1.1: Präzession magnetischer Momente (eingescannt aus [Kne])

andere Bezeichnungen: Magnetfeld  $\vec{H}$ , Drehmoment  $\vec{M}$ , Drehimpuls  $\vec{l}$ ). Dazu stellen wir fest, daß ein auf einer Kreisbahn vom Radius  $r$  mit Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  umlaufendes Elektron einen Strom der Stärke

$$I = -\frac{e\omega}{2\pi}$$

Wir gehen davon aus<sup>1</sup>, daß auf ein magnetisches Moment  $\mu$  im Magnetfeld  $B$  ein Drehmoment

$$T = \mu \times B$$

wirkt (wir betrachten die Vermischung zwischen Mechanik und Elektrodynamik nicht im äußeren Kalkül, da eine solche Behandlung hier zu weit gehen würde (das Kreuzprodukt würde in das „Einsetzen in Formen“ übergehen; zwischen räumlichen 2-Formen und 1-Formen würde mit einem räumlichen Hodge-Operator  $\star$  gewechselt werden)). Da andererseits aus der Mechanik die Beziehung

$$T = \omega_l \times L$$

bekannt ist, wobei  $\omega_l$  die sogenannte *Larmorfrequenz* der Präzessionsbewegung und  $L$  in unserem Fall der Drehimpuls des rotierenden Elektrons ist, können wir die Präzessionsfrequenz bestimmen, wenn wir einen Zusammenhang zwischen  $\mu$  und  $L$  finden können (vergleiche mit Abbildung 1.1; dort aber

<sup>1</sup>Eine Herleitung dieses Sachverhaltes findet man z. B. in [Feyn-2, Seite 674].

erzeugt. Ein magnetisches Moment ist nun das Produkt zwischen Strom und eingeschlossener Fläche und unter Ausnutzung von  $L = mvr = m\omega r^2$  erhalten wir:

$$\mu = -\frac{e\omega}{2\pi} \cdot \pi r^2 = -\frac{e\omega r^2}{2} = -\frac{e}{2m} \cdot L.$$

Unter Einsetzen in die obigen Drehmomente-Formeln ergibt sich die Larmor-Frequenz zu:

$$\omega_l = \frac{eB}{2m}.$$

Durch diese Larmor-Präzession entsteht nun ein zusätzliches magnetisches Moment  $\mu_M$ , für das gilt:

$$\mu_M = -I \cdot \pi r_M^2 = -e \cdot \frac{\omega_l}{2\pi} \cdot \pi r_M^2 = -\frac{e^2 B}{4m} \cdot r_M^2.$$

Hierbei ist  $r_M$  das mittlere Abstandsquadrat des Elektrons zur Feldachse durch den Kern. Bei kugelsymmetrischer Verteilung gilt  $r_M^2 = \frac{2}{3}r^2$ , denn es gilt in geeigneten Koordinaten  $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ ,  $r_M^2 = x^2 + y^2$  und wegen der Kugelsymmetrie  $x^2 = y^2 = z^2$ . Wenn wir nun noch bei  $N$  Elektronen  $M = N \cdot \mu$  beachten und bedenken, daß außerhalb des Diamagneten (Vakuum)  $\mu_0 \cdot H \wedge dx^0 = B$  gelten soll, erhalten wir für die diamagnetische Suszeptibilität:

$$\chi_{\text{dia}} = \frac{\mu_0 N \mu}{B} = -\frac{\mu_0 N e^2}{6m} r^2.$$

Wir erkennen also, daß  $\chi_{\text{dia}} < 0$ ; somit gilt dann auch  $\mu < 1$ . Diamagneten schwächen also äußere Felder ab. Dieses Verhalten war zu erwarten; es entspricht nämlich gerade der *Lenz'schen Regel*, nach der induzierte Magnetfelder den erregenden Magnetfeldern entgegenwirken. Praktisch bedeutet dies, daß im Experiment bei asymmetrischen Feldern eine Abstoßung (zu schwächerem Magnetfeld) der diamagnetischen Stoffe zu beobachten ist, da die „induzierten Magnete den äußeren Magneten entgegengerichtet sind“ (gleiche Pole stoßen sich ab).

Den Diamagnetsimus abschließend wollen wir angeben, wie die quantenmechanischen Ergebnisse für Bahndrehimpulse und Spins aussehen. Man kann das magnetische Moment dann mittels

$$\mu = -g \cdot \mu_B \cdot j$$

schreiben, wobei  $g$  der sogenannte *Landé-Faktor* ist,  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$  *Bohr'sches Magneton* genannt wird und  $j$  die Quantenzahl des jeweiligen Drehimpulses ist. Für Bahndrehimpulse ist  $g = 1$ , so daß man in der Tat das klassische Ergebnis erhält, wenn man den quantenmechanischen Bahndrehimpuls wieder klassisch schreibt (ohne  $\hbar$ ). Für den Elektronenspin gilt  $g \approx 2,0023$ .

### 1.1.2 Paramagnetismus

In der bisherigen Betrachtung konnten die mit den Drehimpulsen assoziierten magnetischen Momente nur präzedieren, aber nicht ihre Richtung in bezug auf das Magnetfeld ändern. Stehen aber z. B. die Atome, in denen sich die Elektronen bewegen, in thermischem Kontakt zur Umgebung, so wird sich die Lage der Drehimpulse zum Magnetfeld einer Boltzmannverteilung unterziehen, da die Stellung der magnetischen Momente mit der zugehörigen Energie  $E = -\mu \cdot B$  (Skalarprodukt) verbunden sind, sofern nicht andere Bedingungen, z. B. das Pauli-Prinzip, dies verhindern.

Solange kein äußeres Feld angelegt ist, sind die magnetischen Momente in einem Stoff statistisch verteilt, weil keine Richtung ausgezeichnet ist, also alle Richtungen die gleiche Energie besitzen. Nach Anlegen eines äußeren Feldes versuchen die magnetischen Momente, sich parallel zu diesem Feld auszurichten, so daß dieses verstärkt wird. Diesen Effekt nennt man *Paramagnetismus*. Hier ist also  $\chi_{\text{para}} > 0$ , somit auch

$\mu > 1$ . Der endgültige Stellung der magnetischen Momente richtet sich nach der magnetischen Energie, die im Boltzmannfaktor erscheint:  $\exp(-\frac{E}{k_B T}) = \exp(\frac{\mu B}{k_B T})$ . In einem Experiment in asymmetrischen Feldern wird eine Probe nun in Richtung des stärkeren Magnetfeldes angezogen (ungleiche Pole ziehen sich an).

Wir fragen uns nun, wann in einem Atom die magnetischen Momente sich der Boltzmann-Verteilung unterziehen können (und somit paramagnetisch sind) und wann andere Bedingungen wie das Pauli-Prinzip dies verhindern (diese Stoffe also nur ihr diamagnetisches Verhalten zeigen). Hat ein Atom z. B. nur volle Schalen (Edelgase), so müssen die Spins der Elektronen sich aufgrund des Pauli-Prinzips zum Gesamtspin Null mitteln. Kein Elektron hat die Freiheit, seinen Spin dem Magnetfeld anzupassen, solange sich die Spinstellung anderer Elektronen nicht im gleichen Maße verschlechtert. Neben dem Pauli-Prinzip beschreiben die *Hund'schen Regeln*<sup>2</sup>, daß z. B. bei halbgefüllten Schalen die maximale Bewegungsfreiheit für Spinstellungen der Elektronen besteht. Wir zitieren hier die Hund'schen Regeln:

1. Der Gesamtspin  $S$  besitzt den maximalen Wert, der durch das Pauli-Prinzip zugelassen ist.
2. Der Bahndrehimpuls  $L$  hat den Maximalwert, der mit dem obigen Wert von  $S$  konsistent ist.
3. Der Gesamtdrehimpuls  $J$  ist gleich  $|L - S|$ , wenn die Schale weniger als halbvoll ist, und gleich  $L + S$ , wenn sie mehr als halbvoll ist. Ist die Schale gerade halbgefüllt, so ergibt die Anwendung der ersten Regel  $L = 0$  und damit  $J = S$ .

Wir wiederholen nochmal die wichtige generelle Erkenntnis: Atome mit vollständig gefüllten Schalen besitzen keinen Paramagnetismus und sind daher nur diamagnetisch; insbesondere bei den halbgefüllten Atomen überwiegt hingegen der Paramagnetismus den Diamagnetismus deutlich, so daß solche Stoffe nur paramagnetisch wirken.

Da der Paramagnetismus mit Thermodynamik zusammenhängt, ist es nicht verwunderlich, daß die Suszeptibilität von Paramagneten temperaturabhängig ist. Ungefähr gilt das *Curie-Gesetz*

$$\chi \approx \frac{C}{T},$$

wobei  $C$  die sogenannte *Curie-Konstante* ist. Wenn Phasenübergänge (2. Ordnung) auftreten, also der Paramagnetismus nur in einer Phase auftritt, muß man im Curie-Gesetz das  $T$  durch  $T - T_C$  ersetzen, wobei  $T_C$  die *Curie-Temperatur* ist, an der der Phasenübergang auftritt.

### 1.1.3 Verschiedene Magnetismusformen in Festkörpern

Festkörper, die aus Atomen mit (nach außen) nicht-verschwindendem magnetischem Moment aufgebaut sind und in denen die Wechselwirkungen dieser Momente zwischen verschiedenen Atomen nicht vernachlässigbar klein sind, bilden magnetische Ordnungen aus. Es handelt sich hierbei um eine spontane Symmetriebrechung, d. h. (fast) jedes magnetische Moment nimmt im Kristall eine Vorzugsrichtung ein. Die Wechselwirkung zweier benachbarter Atom-Spins kann man durch die sogenannte *Austauschenergie*

$$E = -2 \cdot J \cdot \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

beschreiben, wobei die Konstante  $J$  durch die Überlappung der Spinzustände, die Ladungsverteilung, den Abstand der Atome, usw. gegeben ist. Man kann nun (je nach Vorzeichen von  $J$ ) zunächst zwei Fälle unterscheiden:

<sup>2</sup>Hund ist in diesem Jahr (1995) 99 Jahre alt geworden!

- $\mathbf{J} > \mathbf{0}$ : In diesem Fall ist es für die magnetischen Momente am günstigsten, sich parallel zu stellen. Auch ohne äußeres Magnetfeld kann der Kristall ein nicht verschwindendes magnetisches Moment besitzen. Die Domänenbildung (dazu später mehr) verhindert meist, daß ein solches Moment wirklich außen bemerkbar ist. Man nennt solche Stoffe mit parallel gestellten Spins *Ferromagneten*.
- $\mathbf{J} < \mathbf{0}$ : Nun ist es so, daß die magnetischen Momente antiparallel stehen müssen, damit die Austauschenergie minimal wird. Auf diese Weise entstehen zwei Untergitter des Kristalls mit jeweils parallelen magnetischen Momenten. Wenn der Kristall nach außen unmagnetisch ist, weil die magnetischen Momente der Untergitter gleich entgegengesetzt sind, so nennt man ihn einen *Antiferromagneten*.
- Nun kann es im letzten Fall noch vorkommen, daß beide Untergitter nicht äquivalent sind (z. B. aus verschiedenen Atomen oder Ionen aufgebaut). Wenn dann auch die antiparallelen magnetischen Momente verschieden groß sind, so resultiert ein äußeres magnetisches Moment. Solche Stoffe nennt man *Ferrimagneten*.

Die parallele/antiparallele Ausrichtung erstreckt sich nur in den seltensten Fällen auf den ganzen Kristall; auf stattdessen vorhandene Domänen gehen wir gleich ein. Wir skizzieren nun nochmal kurz die Spinstellung in ungestörten Bereichen:

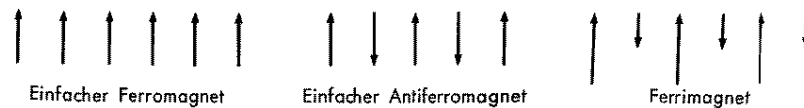


Abbildung 1.2: Spinordnungen in Ferro-, Antiferro- und Ferrimagnetika (aus [Kitt])

Bevor wir die Domänen in Kristallen und die Hysterese beschreiben, wollen wir kurz auf *Ferrite*, also die Stoffe, die wir in diesem Versuch untersuchen wollen, eingehen.

## 1.2 Ferrite

Ferrite sind Oxid-Verbindungen, die meist eine *Spinell-Struktur* besitzen. Das sind Verbindungen der Form  $AB_2O_4$ , wobei A und B jeweils für eine Metallionensorte und das O für Sauerstoff steht. Häufig ist die Ionensorte A zweifach positiv geladen und die Ionensorte B dreifach positiv; wir wollen als Beispiel  $Zn^{+2}(Fe_2^{+3})O_4$  angeben. Hier ist das  $Zn^{2+}$ -Ion von vier  $O^{2-}$ -Ionen tetraedisch umgeben, die  $Fe^{3+}$ -Ionen von sechs  $O^{2-}$ -Ionen oktaedrisch koordiniert. Eine Skizze dieser Struktur findet man in Bild 37-14, [Feyn-2, Seite 743]. Untersuchungen ergeben nun, daß die Spins der Metallionen einer Atomsorte sich jeweils parallel stellen, die Spins unterschiedlicher Metallionen aber antiparallel. Wir haben also zwei magnetische Untergitter vorliegen, die verschieden stark sind. Ferrite sind also Ferrimagnetika; daher auch ihr Name. In Messungen außerhalb des Kristalls sind die Magnetisierungen eines Ferrimagneten und die von Ferromagneten nicht zu unterscheiden, außer daß die Magnetisierungen der Ferrimagnetika (im Vergleich zu Ferromagnetika gleicher Ionendichte) schwächer sind. In den folgenden Betrachtungen werden wir daher nur Ferromagnetika beschreiben.

Ferrite besitzen technische Vorteile, da sie elektrische Isolatoren sind. Aus diesem Grunde können z. B. durch die äußeren magnetischen Wechselfelder (wie auch im Experiment) keine Wirbelströme induziert werden, die sonst Verluste z. B. in Transformatoren bedeuten. Auch können die Magnetisierungen



von Ferriten durch die fehlenden Wirbelströme hohen Magnetfeld-Frequenzen, z. B. in Radioantennen, folgen.

Bei geeigneten Ionenkombinationen kann man es auch erreichen, daß bei diesen speziellen Ferriten zwar die Remanenz verhältnismäßig klein ist, aber die Koerzitivfeldstärke sehr groß (diese Begriffe erläutern wir später noch). Dies ist für Speichermedien (z. B. Cassettenbändern) von technischem Interesse.

## 1.3 Magnetische Effekte

Im folgenden wollen wir uns ausschließlich mit Ferromagneten befassen. Dort stellen sich – wie wir bereits betrachtet haben – die Spins, also auch die magnetischen Momente, parallel zueinander ein. Wir wollen uns zunächst überlegen, daß dies nicht über den ganzen Kristall geschehen kann, sondern Domänen entstehen. Die Wanderung der Trennwände dieser Domänen und das Verhalten der Domänen führt dann zur Hysterese, wenn man die Magnetisierung gegen ein veränderliches äußeres Magnetfeld aufträgt. Diesen Abschnitt beenden wir dann damit, daß wir die Temperaturabhängigkeit des Ferromagnetismus untersuchen.

### 1.3.1 Domänen und Domänenwände

Wenn alle Spins in einem großen Kristall parallel ausgerichtet wären, so würde der Kristall ein signifikantes magnetisches Moment besitzen. Solch ein magnetisches Feld beinhaltet aber sehr viel Energie. Ohne daß jemals zuvor ein magnetisches Feld angelegt wurde, kann der Kristall aber nicht aus sich heraus diese Energie aufbringen, auch wenn er durch die Austauschenergie welche gewinnen kann. Der Kristall versucht also, in möglichst großen Bereichen Spins parallel zu stellen und dennoch kein magnetisches Moment außerhalb des Kristalls zu erzeugen. Die nächste Zeichnung deutet an, wie dieses Ziel erreicht werden kann:

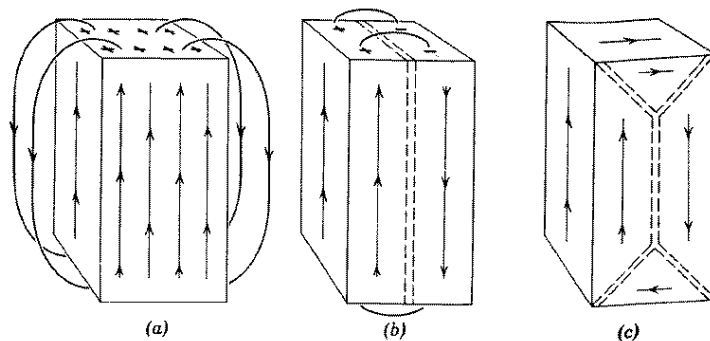


Abb. 1.3: Domänen im Kristall ohne äußeres Feld (aus [Mor])

Man erkennt also, daß durch entgegengesetzt gerichtete Gebiete das äußere magnetische Moment schon ganz gut verhindert werden kann, wenn man von den kleineren Seiten und den Ecken des Kristalls absieht. Diese Mängel werden durch die eingefügten Winkel effektiv abgemildert. Diese so entstehenden Bereiche nennt man nun *Domänen* oder *Weiß'sche Bezirke*.

Wir müssen uns nun Gedanken über die Trennwände der Domänen machen (es sind ja welche in der letzten Abbildung eingezeichnet). Die Austauschenergie möchte ja an jeder Stelle erreichen, daß die Spins parallel stehen. Dies allein würde also bewirken, daß sich die Wand über den ganzen Kristall erstrecken würde, also eigentlich keine Domänen unterschieden werden könnten. Was bewirkt also, daß

die Trennwände eine endliche Ausdehnung haben? Eine Energie, die bewirkt, daß die Spins entlang der ausgezeichneten Kristallrichtungen im Kristall liegen und die wir deswegen *Anisotropieenergie* nennen (wir möchten schon hier darauf hinweisen, daß die Auswirkungen dieser Energie auf Hysteresen in Abbildung 1.5 zu erkennen sind). Da diese Energie also bewirken möchte, daß bereits benachbarte Spins verschiedener Domänen entgegengesetzt liegen, bewirkt die Anisotropieenergie, daß die Trennwände möglichst dünn (idealerweise eine Gitterkonstante breit) sein sollen. Zwischen den beiden Energien stellt sich nun ein Gleichgewicht ein, so daß die Trennwände weder eine Kristallbreite noch nur eine Gitterkonstante breit sind, sondern in den meisten Fällen die Spins von einer Richtung in die andere über ungefähr 100 Gitterkonstanten gedreht werden. Die aufgrund dieser beiden Energie-Gegenspieler entstehenden Trennwände nennt man *Bloch-Wände*. Ihr Aussehen ist in der nachfolgenden Abbildung skizziert:

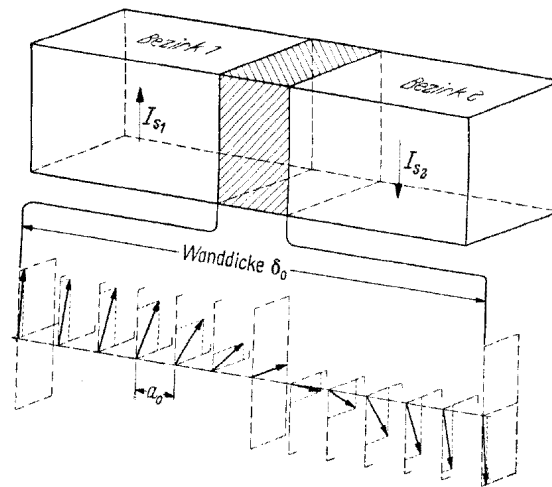


Abb. 1.4: Eine Blochwand (eingescannt aus [Kne])

Wir wollen uns nun überlegen, welche Auswirkungen die Domänen und ihre Wände haben, wenn man den Kristall einer äußeren magnetischen Erregung  $H$  aussetzt. Die magnetischen Momente, also im wesentlichen die Spins, wollen sich in Richtung des äußeren Feldes  $H$  ausrichten und sie können dies über zwei Prozesse erreichen: indem sich die Wände der Domänen verschieben und indem sich die Spinrichtungen in den Domänen drehen. Das Verhalten der magnetischen Momente, makroskopisch als Magnetisierung meßbar, in Abhängigkeit von  $H$  führt zur sogenannten Hysterese. Dies werden wir nun im einzelnen betrachten.

### 1.3.2 Hysterese

Bei kleinen Feldern herrscht die Wandverschiebung vor, da für Domänen-Drehungen Anisotropieenergie aufgebracht werden müßte. Bei Wandverschiebungen klappen an den Grenzflächen der Domänen die magnetischen Momente mit Anteilen gegen die Feldrichtung um und vergrößern so die Domänen, deren Momente keine Komponente gegen die Feldrichtung beinhalten. Auf diese Art verschwindet nach und nach ein Teil der Domänen, da sich zwei Wände auslöschen können, wenn eine von zwei anderen Domänen eingeschlossene Domäne vollständig umgeklappt ist und sich den umschließenden Domänen angepaßt hat, oder wenn die Wände an der Kristalloberfläche angekommen sind. Diese Wandverschiebungen sind in der Abbildung 1.6 (und auch in der Abbildung 1.7) dargestellt.

Bei kleinen Feldern werden die Blochwände zunächst nicht auf Fehlstellen im Kristall stoßen. Daher können die Blochwände wieder zurückwandern, wenn man das äußere Feld wieder ausschaltet, was

auch geschehen wird, da dann die Energie, die in der entstandenen Magnetisierung steckt, wieder frei wird. Wenn man im folgenden jeweils die entstandene Magnetisierung im Kristall gegen die erzeugende Erregung  $H$  aufträgt, erhält man die sogenannte *Hysteresekurve*, die wir in den Abbildungen 1.8 dargestellt haben. Den Bereich der reversiblen Wandverschiebungen erkennt man im linken Bild im Kurvenbereich OA.

Wird das äußere Feld  $H$  nun langsam größer, so treffen die Wände bei ihrer Verschiebung auch auf Fehlstellen. Dort ist durch zusätzliche oder fehlende Atome, bzw. Fremdatome die sonstige Spinstruktur des Kristalls gestört. Wenn nun eine Blochwand auf eine solche Fehlstelle trifft, so kann sie nicht in ihrem bisherigen Gleichgewicht zwischen Anisotropie- und Austauschenergie bleiben. Damit also die Fehlstelle in die Blochwand eingebaut werden kann, muß diese verzerrt werden, und dies bedeutet, daß Energie aufgebracht werden muß. Die nötige Energie wird aus dem äußeren Feld geschöpft, d. h. die Blochwand bleibt vor der Fehlstelle (und somit bleibt die Magnetisierung konstant) bis das äußere Feld stark genug wird, die Verzerrung der Blochwand an der Fehlstelle aufzubringen. Die Blochwand wandert nun durch die Fehlstelle und tritt wieder aus. Die Energie, die bisher in der Verzerrung lag, wird als Wärme an das Kristallgitter abgegeben; die Domänen vergrößern sich plötzlich, da sie die Wanderung nachholen, an der sie durch die Fehlstelle gehindert wurden. Wenn nach Durchwandern einer Fehlstelle das äußere Feld nachläßt, kann die Blochwand häufig nicht über die Fehlstelle zurückwandern und die Magnetisierung durch die größeren Domänen in der Richtung des ehemaligen Feldes bleiben bestehen; die Wandverschiebungen werden irreversibel. Diese Wandverschiebungen über Fehlstellen sind an der Hysteresekurve an folgenden Tatsachen zu erkennen: Zum einen steigt in den Bereichen AB bzw. GB (bei Vormagnetisierung) die Hysteresekurve stark an (nach Punkt A können die Fehlstellen „endlich“ überwunden werden), zum anderen spaltet sich die Kurve bei wieder absinkendem  $H$  auf. Hierdurch wird deutlich, daß das Zurückwandern der Blochwände über die Fehlstellen nicht einfach möglich ist, sondern erneut Energie kostet. Die Fläche, die durch die Hysteresekurve eingeschlossen wird, entspricht gerade der Arbeit, die aufgebracht werden muß, um Blochwände über Fehlstellen zu transportieren und der Wärmeenergie, die dem Kristall zugeführt wird, wenn die Blochwände die Fehlstelle überwunden haben. Es sei noch bemerkt, daß die Hysteresekurve in den Bereichen AB bzw. GB nicht so stetig verläuft, wie in Abbildung 1.8 angedeutet, sondern treppenförmige Sprünge, die sogenannten *Barkhausen-Sprünge*, macht. Hierdurch ist das Hängenbleiben der Blochwände und ihr Überqueren der Fehlstellen in einer exakten Messung direkt sichtbar (oder auch hörbar, wenn man die Sprünge auf einen Lautsprecher gibt (Vorführungen von Herrn Dr. Klein)).

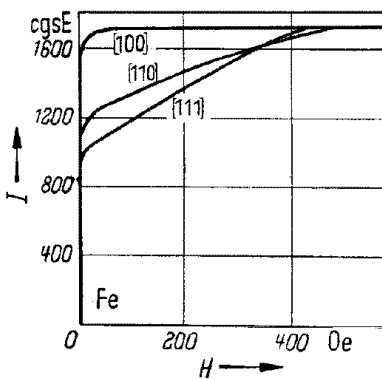


Abbildung 1.5: Hysteresekurve: Domänen-Drehungen und Anisotropie (aus [Kne])

Magnetisierung erst durch Drehungen ein, was erst bei größeren  $H$ -Feldern der Fall ist, da die Anisotropieenergie aus diesen Magnetfeldern aufgebracht werden muß. Die Abfolge der Domänen-Effekte haben wir nun noch einmal schematisch in Abbildung 1.7 dargestellt.

Bevor wir die Bilder der Hysteresekurven nun endlich zeigen, wollen wir nochmal kurz die markanten

Ungefähr ab dem Punkt B in der Hysteresekurve Abbildung 1.8, also bei großen Feldern, drehen sich auch die magnetischen Momente innerhalb der Domänen, wenn das äußere Feld nicht bereits parallel zu einer ausgezeichneten Kristallrichtung steht. Da die Spins dabei aus ihrer Vorzugsrichtung gedreht werden, muß hierfür Anisotropieenergie aufgebracht werden. Die Magnetisierung steigt noch solange, bis die Spins parallel zum äußeren Feld stehen. Dies ist die maximale Magnetisierung, die der Kristall erreichen kann. In der Abbildung 1.5 (dort steht das  $I$  für die Magnetisierung (bei uns  $M$ )) erkennt man, daß bei Eisen die Vorzugsrichtung der Spins die [100]-Richtung ist, denn wenn das Feld  $H$  in dieser Richtung steht, wird die maximale Magnetisierung alleine durch Wandverschiebungen erreicht. Steht das  $H$ -Feld in anderen Richtungen, z. B. die [111]-Richtung, so stellt sich die maximale

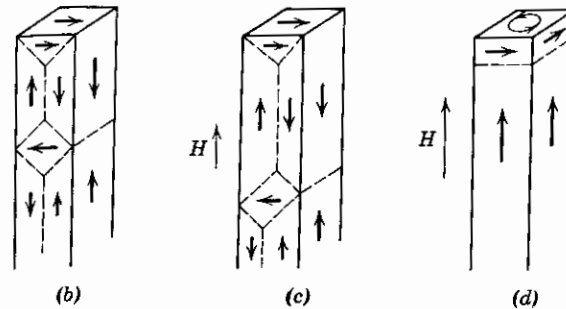


Abbildung 1.6: Wandverschiebungen bei wachsendem äußerem Feld (aus [Mor])

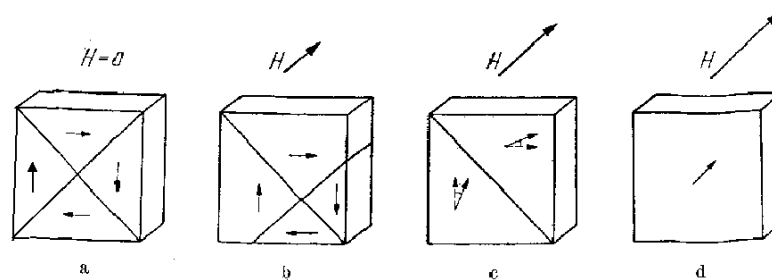


Abbildung 1.7: Schematische Darstellung der Magnetisierungsprozesse bei wachsendem äußerem Feld: (a) Domänenstruktur ohne äußeres Feld, (b) Wandverschiebungen, (c) Drehen der magnetischen Momente, (d) maximale Magnetisierung (aus [Kne])

Punkte der Hysterese-Kurve beschreiben und benennen (vgl. auch [AP-425]). Vom unmagnetischen Zustand ( $H = M = 0$ ) einer Probe ausgehend wird mit wachsender Feldstärke die sogenannte *Neukurve* (Abschnitt AC in Abb. 1.8) bis zur *Sättigungsmagnetisierung*  $M_S$  (Punkt C in Abb. 1.8) durchlaufen. Nimmt die Feldstärke nach der Sättigung wieder ab, dann behält die Magnetisierung höhere Werte als die zugehörigen Werte auf der Neukurve. Bei verschwindendem Feld bleibt eine endliche Magnetisierung zurück, die sogenannte *Remanenz*  $M_R$ . Erst im Gegenfeld sinkt die Magnetisierung wieder auf Null ab. Der Betrag der zu  $M = 0$  gehörenden Feldstärke heißt *Koerzitivfeldstärke*  $H_C$ . Im weiter wachsenden Gegenfeld wird die Kurve schließlich in umgekehrter Richtung gesättigt (Magnetisierung  $-M_S$  am Punkt F in Abb. 1.8). In analoger Weise gelangt man zurück zum Punkt C (Abb. 1.8) und erhält damit einen geschlossenen, aus zwei punktsymmetrisch zum Ursprung gelegenen Ästen gebildeten Kurvenzug, welcher als die vollständig (bis zur Sättigung) angesteuerte Hysterese-Kurve bezeichnet wird. Die erwähnten Größen Sättigungsmagnetisierung, Remanenz und Koerzitivfeldstärke sind die wesentlichen Bestimmungsgrößen der Hysterese-Kurve eines ferromagnetischen Materials. Auf Seite 10 befindet sich nun in Abbildung 1.8 schließlich das Bild solcher Hysterese-Kurven.

Wenn man ein wechselndes  $H$ -Feld vorliegen hat, dessen Amplitude nicht ausreicht, um das Probenmaterial bis zur Sättigung zu magnetisieren, so erhält man ebenfalls Hysterese-Schleifen, die vollständig innerhalb der vollständig durchlaufenen Kurve bleiben. Betrachtet man nur die Spitzen (Punkte C oder

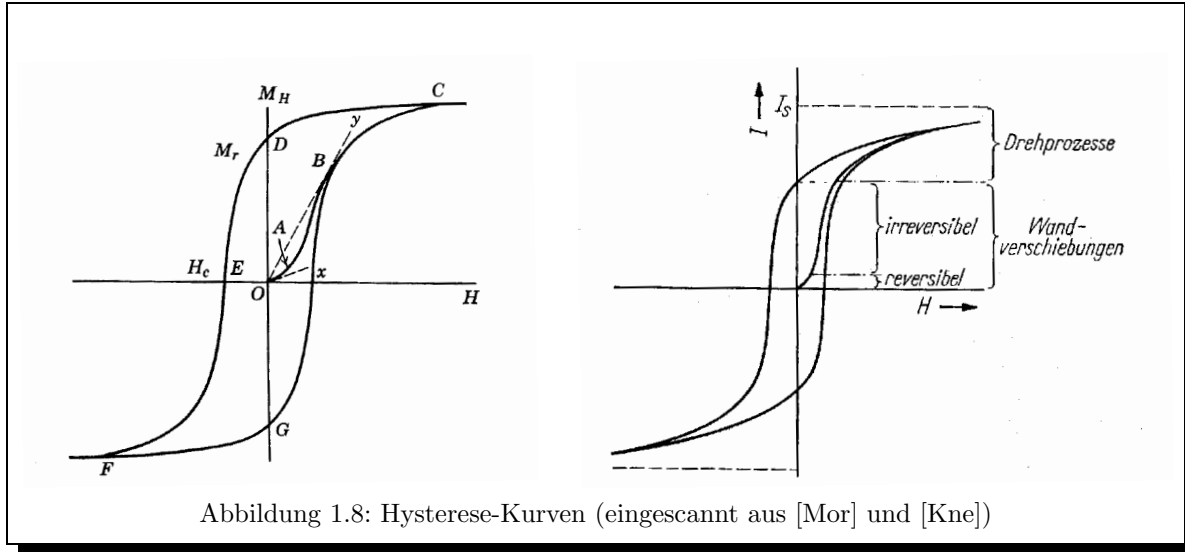


Abbildung 1.8: Hysterese-Kurven (eingescannt aus [Mor] und [Kne])

F in der Abbildung 1.8) solcher Hysterese-Kurven und trägt die  $M_S-H$ -Abhängigkeit auf, so erhält man die sogenannte *Kommutierungskurve*. Sie ist fast mit der Neukurve identisch; kleine Abweichungen ergeben sich nur, weil bei einer Messung von Magnetisierungen die Vorgeschichte des Kristalls immer eine Bedeutung hat, da die Magnetisierung nicht wegunabhängig ist (am augenscheinlichsten ist dies anhand der eingeschlossenen Fläche einer Hysterese-Kurve, weil ja die Blochwände an Fehlstellen des Kristalls hängenbleiben). Die Kommutierungskurve schwankt also in einem kleinen Bereich um die Neukurve in Abhängigkeit davon, ob man ein anliegendes Wechselfeld langsam erhöht oder erniedrigt, oder in welcher Form das Wechselfeld geändert wird (Sinusfunktion oder fast Rechteckfunktion wie in Versuch [AP-425]), etc.

### 1.3.3 Phasenübergang der spontanen Magnetisierung

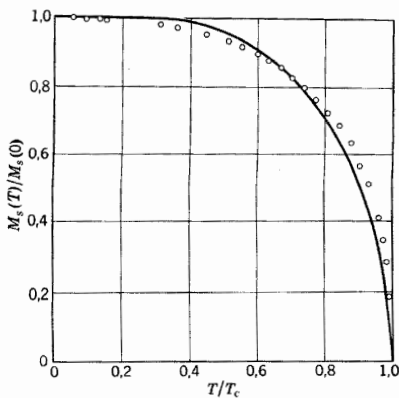


Abb. 1.9: Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung (aus [Kitt])

Die spontane Magnetisierung (Remanenz) eines Ferromagneten ist temperaturabhängig. Wir wollen uns anschaulich klar machen, woran dies liegt.

Mit steigender Temperatur bewegen sich die Atome in einem Kristallgitter immer stärker. Die Abstände benachbarter Atome schwanken also immer mehr. Dadurch verändert sich aber auch die Austauschenergie benachbarter Spins, da diese ja über die „Konstante“  $J$  von der Überlappung der Spinfunktionen abhängt. Außerdem wird die Anisotropieenergie beeinflusst, weil bei schwankenden Atomen auch die Richtung der idealen Kristallrichtungsposition der Spins geändert wird. Bei steigender Temperatur wackeln die Atome im Gitter immer mehr, so daß auch die Spins immer weniger eine feste Richtung einnehmen. Nur noch gemittelt stehen die Spins (innerhalb einer Domäne) in eine Richtung. Mit steigender Temperatur sinkt dieser gemittelte Wert der Spinrichtung

stetig ab, bis keine feste Vorzugsrichtung der Spins mehr festgestellt werden kann. Bei dieser Temperatur (*Curie-Temperatur* genannt) verliert der Ferromagnet seine ferromagnetischen Eigenschaften. Über dieser Temperatur reagieren die ungeordneten magnetischen Momente auf äußere Felder nur noch

paramagnetisch. Der Übergang vom Ferromagneten zum Paramagneten ist stetig – wie eben argumentiert (und in Abbildung 1.9 auch experimentell sichtbar) – so daß wir hier einen Phasenübergang zweiter Ordnung vorliegen haben (zu Ordnungen von Phasenübergängen: siehe [Fest-16]). Die Steigung der spontanen Magnetisierung (Remanenz) an der Curie-Temperatur ist unendlich; dies werden wir bei unserem Experiment aber nicht feststellen können, da wir die Sättigungsmagnetisierungen messen werden, unsere Messung also bei äußerem Feld stattfindet, was bedeutet, daß wir bei höheren Temperaturen die Magnetisierung eines Paramagneten messen werden und daher den Übergang nicht so eindeutig bestimmen werden können im Vergleich zur Messung der spontanen Magnetisierung (die ja bei Paramagneten exakt Null ist).

## 1.4 Streufelder und Entmagnetisierung

Wir befassen uns nun mit Ringkernen, die nicht geschlossen sind. Hat nämlich ein Kristall Flächen, durch die erregende  $H$ -Feldlinien laufen, so existieren auf diesen Flächen induzierte magnetische Momente, die wir uns als magnetische Nord- bzw. Südpole vorstellen können. Diese erzeugen ein magnetisches Feld, das außerhalb des Kristalls bemerkbar ist, aber natürlich hört dieses magnetische Feld nicht am Rande des Kristalls auf, sondern auch im Inneren des Kristalls wirkt dieses induzierte magnetische Feld. Betrachtet man die magnetischen Pole am Ende gegenüberliegender Flächen (dies sind die Eintritts- und Austrittsstellen *einer* Feldlinie), so erkennt man, daß das erzeugte Feld dem erregenden entgegengerichtet ist (und wieder erkennt man, daß auch bei der Parallelstellung der Spins die Lenz'sche Regel am Werk ist). Da das erzeugte Feld also das erregende Feld schwächt, wirkt effektiv nur ein kleineres erregendes Feld, so daß die Magnetisierung in den Materialien kleiner ist als man zunächst erwartet. Daher nennt man das induzierte, schwächende Feld auch *Entmagnetisierungsfeld*. Wir wollen dies nun anhand eines Ringkerns, der durch einen Luftspalt unterbrochen ist, quantitativ näher untersuchen.

### Ringkern mit Luftspalt

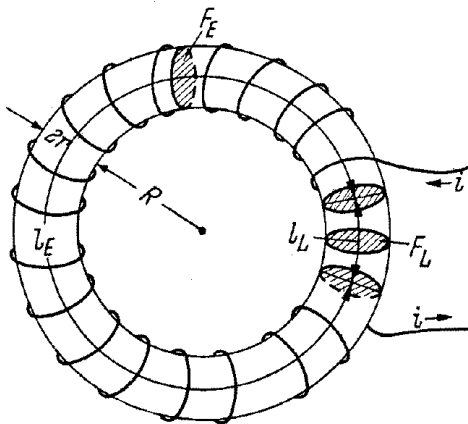


Abb. 1.10: Ringkern mit Luftspalt (aus [Kne])

so daß sich die gesamte Länge (das ist die Länge desselben Ringes ohne Luftspalt) zu  $l := l_E + l_L$  ergibt.

Die Spule, die um den Ringkern gewickelt ist, durchfließt eine Stromdichte  $j$ . Die Spule bewirkt keine zeitliche Änderung der elektrischen Erregung  $D$ , so daß sich eine der Maxwell-Gleichungen zu  $j = \text{d}H$  (klassisch:  $j = \text{rot } H$ ) vereinfacht. Mittels dem Stokes'schen Satz kann man daher nun die  $H$ -Felder mit und ohne Luftspalt (bei gleichem  $j$ ) vergleichen:

$$H_{\text{ohne}} \cdot l = H_E \cdot l_E + H_L \cdot l_L . \quad (1.2)$$

Nach einer anderen Maxwell-Gleichung gilt immer  $\mathrm{d}B = 0$  (klassisch:  $\operatorname{div} B = 0$ ), was ebenfalls nach dem Stokes'schen Satz für unsere homogenen Felder eine Verbindung zwischen Luftspalt und Ringkern ergibt:

$$F_E \cdot B_E = F_L \cdot B_L .$$

Da in Luft keine Magnetisierung auftritt (Vereinfachung zur Vakuum-Materialbeziehung), gilt dort

$$*B_L = \mu_0(H_L \wedge dx^0) \quad (\text{klassisch: } B_L = \mu_0 \cdot H_L) ,$$

im Material aber gilt die erweiterte Materialbeziehung:

$$*B_E = \mu_0(H_E \wedge dx^0 + M \wedge dx^0) \quad (\text{klassisch: } B_E = \mu_0 \cdot (H_E + M)) .$$

Setzt man nun die Gleichungen ineinander ein, so kann man in (1.2) entweder  $H_E$  oder  $H_L$  eliminieren:

$$\begin{aligned} H_E &= H_{\text{ohne}} \cdot \frac{l}{l_E} - \frac{F_E}{F_L} \cdot \frac{l_L}{l_E} \cdot (H_E + M) , \\ H_L &= H_{\text{ohne}} \cdot \frac{l}{l_L} - \frac{F_L}{F_E} \cdot \frac{l_E}{l_L} \cdot H_L + \frac{l_E}{l_L} \cdot M . \end{aligned}$$

und dann nach dem jeweils anderen Feld auflösen:

$$\begin{aligned} H_E &= \frac{F_L \cdot l}{F_L \cdot l_E + F_E \cdot l_L} \cdot H_{\text{ohne}} - \frac{F_E \cdot l_L}{F_L \cdot l_E + F_E \cdot l_L} \cdot M \\ H_L &= \frac{F_E \cdot l}{F_L \cdot l_E + F_E \cdot l_L} \cdot H_{\text{ohne}} + \frac{F_E \cdot l_E}{F_L \cdot l_E + F_E \cdot l_L} \cdot M . \end{aligned}$$

Nun benutzen wir, daß bei uns keine Streufelder auftreten sollen, die Richtung der Feldlinien im Luftspalt also einfach fortgesetzt werden kann. Dies bedeutet, daß  $F_L = F_E$  und somit vereinfachen sich die letzten Gleichungen unter Beachtung von  $l = l_E + l_L$  zu:

$$\begin{aligned} H_E &= H_{\text{ohne}} - \frac{l_L}{l_E + l_L} \cdot M , \\ H_L &= H_{\text{ohne}} + \frac{l_E}{l_E + l_L} \cdot M . \end{aligned} \tag{1.3}$$

Wir erkennen also, daß die Energie, die durch das Abschwächen von  $H$  im Material „verloren“ geht, stattdessen als Verstärkung von  $H$  im Luftspalt wieder auftaucht. Dies wird ja auch praktisch ausgenutzt, z. B. durch Eisenkerne in Elektromagneten.

Im folgenden betrachten wir nur noch das entmagnetisierte Feld im Ringkern  $H_E$ . Dieses Feld ist diejenige Feldstärke, die in der Materie des Spulenkerns tatsächlich wirksam wird. Im Versuch werden wir die Magnetisierung konstant halten, das bedeutet, daß wir  $H_{\text{ohne}}$  so ändern müssen, daß  $H_E$  konstant bleibt. Anhand Formel (1.3) erkennen wir, daß das Feld, das in einer Spule ohne Luftspalt existiert, um den Betrag

$$H_{\text{ent}} := \frac{l_L}{l_E + l_L} \cdot M =: N \cdot M$$

gewschwächt wird. Hierbei haben wir den sogenannten *Entmagnetisierungsfaktor*  $N$  definiert; für diesen gilt also  $N = \frac{l_L}{l_E + l_L} = \frac{l_L}{l}$ . Wir wollen an dieser Stelle noch einmal betonen, daß unsere Voraussetzungen nicht exakt erfüllt sind. Daher sind unsere Ergebnisse exakt nur für homogene, ellipsoidförmige Proben gültig (vgl. [Kne]). Nur für diesen Fall ist  $N$  wirklich nur von der Probenform abhängig, d. h. ein aus geometrischen Daten der Probe berechenbarer Zahlenfaktor. Bei uns ist dies nur in der Näherung der Fall.

### 1.4.1 Wahre und scheinbare Suszeptibilität

Im Versuch messen wir immer das erzeugende  $H$ -Feld, da wir ja (teilweise indirekt) den Strom messen, der durch die Spule geschickt wird, also messen wir das  $H_{\text{ohne}}$ . Da wir die Magnetisierung konstant halten wollen, halten wir auch  $H_E$  konstant, wie bereits oben argumentiert. Da bei steigenden Spaltbreiten

das entmagnetisierende Feld  $H_{\text{ent}}$  immer größer wird, werden wir das erzeugende Feld  $H_{\text{ohne}}$  auch steigern müssen. Wenn man in einem  $M$ - $H$ -Diagramm eine Hysterese für einen Ringkern ohne Luftspalt aufnimmt, so ist  $H_E = H_{\text{ohne}}$ . Für Hyteresen mit Ringkernen, die einen Luftspalt besitzen, steigen die  $H_{\text{ohne}}$ -Werte, die die gleiche Magnetisierung bzw. das gleiche  $H_E$  erzeugen, immer weiter an, so daß die Hysterese nach rechts geschert wird. Man nennt diese Hysteresen daher auch gescherte Hysteresen. Das Konstant-Halten der Magnetisierung (anstatt von  $H_{\text{ohne}}$ ) hat den Vorteil, daß man anhand der Stärke der Scherung das Entmagnetisierungsfeld direkt ablesen kann, da die Spitze der Hysterese des Ringkerns ohne Luftspalt gerade  $H_E$  angibt und die Spitze der Hysterese des Ringkerns mit Luftspalt gerade  $H_{\text{ohne}}$ ; das Entmagnetisierungsfeld war ja betraglich gerade  $H_{\text{ent}} = H_{\text{ohne}} - H_E$ . All dies ist nochmal in der Skizze aus der Anleitung dargestellt:

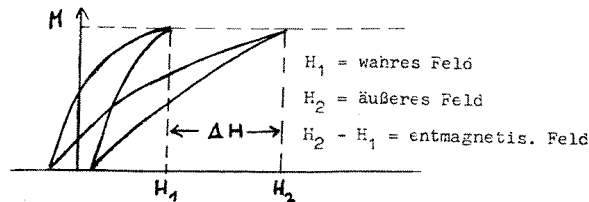


Abb. 1.11: Scherung der Hysterese-Kurven (aus der Anleitung eingescannt)

Mit der Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  und der zugehörigen Feldstärke  $H_S$  kann man analog zu Dia- und Paramagneten eine Suszeptibilität  $\chi := \frac{M_S}{H_S}$  definieren. Wenn man nun einen Ringkern mit Luftspalt betrachtet, hat man aber zwei Feldstärken,  $H_{\text{ohne}}$  und  $H_E$ , zur Verfügung. Wenn man als Experimentator nicht weiß, ob der Ringkern einen Luftspalt hat oder nicht, wird man die Feldstärke, die in der Hysterese auftritt, also  $H_{\text{ohne}}$ , nehmen und die sogenannte *scheinbare Suszeptibilität* definieren:

$$\chi_{\text{Schein}} := \frac{M}{H_{\text{ohne}}}.$$

Wenn wir aber wissen, daß der Ringkern einen Luftspalt hat, so wissen wir auch, daß er eigentlich nur auf das effektiv wirkende Feld  $H_E$  reagiert. Wir definieren also die sogenannte *wahre Suszeptibilität*

$$\chi_{\text{wahr}} := \frac{M}{H_E}.$$

Diese Suszeptibilität wird wahr genannt, weil sie es ist, die angibt, wie das Material auf Magnetfelder reagiert.

Wir wollen den Zusammenhang zwischen beiden Suszeptibilitäten ermitteln. Dazu nutzen wir die Beziehung  $H_E = H_{\text{ohne}} - N \cdot M$  und setzen die Definitionen der Suszeptibilitäten ein:

$$\frac{M}{\chi_{\text{wahr}}} = \frac{M}{\chi_{\text{Schein}}} - N \cdot M.$$

Also gilt

$$\frac{1}{\chi_{\text{wahr}}} = \frac{1}{\chi_{\text{Schein}}} - N,$$

was wir nun nach  $\chi_{\text{Schein}}$  auflösen:

$$\chi_{\text{Schein}} = \frac{\chi_{\text{wahr}}}{1 + N \cdot \chi_{\text{wahr}}}.$$



## 1.5 Meßtechniken

Als letztes wollen wir die Meßtechniken beschreiben, die wir in diesem Versuch verwenden wollen.

### 1.5.1 Grundprinzip

Um eine Magnetisierung in dem toroidförmig geformten Ringkern zu erregen, schickt man einen Strom durch eine Primärspule. Die Spulen sind dabei natürlich homogen um den Ringkern gewickelt, was in unserer nächsten Skizze aus darstellerischen Gründen anders gezeichnet ist. Mit einer Sekundärspule ( $n$  Wicklungen) messen wir dann die induzierte Spannung. Um den Zusammenhang zwischen dieser und zunächst der 2-Form  $B$  zu bestimmen, stellen wir fest, daß für den Fluß

$$\Phi = \int_{\text{Querschnitt}} B = \int_{\text{Querschnitt}} \mu_0 \cdot *(H \wedge dx^0 + M \wedge dx^0)$$

gilt. Für die induzierte Spannung gilt dann bei homogenen magnetischen Größen (die Größen  $B$ ,  $H$  und  $M$  sind nun die Komponenten der Formen):

$$U_{\text{ind}} = -n \cdot \frac{d\Phi}{dt} \propto \frac{dB}{dt} \propto \frac{dH}{dt} + \frac{dM}{dt} .$$

Für unsere Untersuchungen stört nun der Beitrag, der von  $H$  kommt. Dieser Anteil wird in unserem Experiment nun durch einen Lufttransformator (Magnetisierung Null), dessen Primär- und Sekundärkreis die gleiche Induktivität wie der Ringkern besitzt, kompensiert, d. h. die induzierte Spannung im Sekundärkreis des Luftinduktors ist proportional zu  $\frac{dH}{dt}$  und so geschaltet, daß die induzierte Gesamtspannung beider Sekundärkreise insgesamt proportional zu  $\frac{dM}{dt}$  ist. Diese Grundidee ist nochmal in der folgenden Skizze dargestellt:

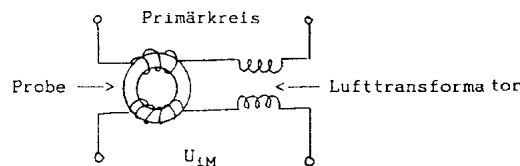


Abb. 1.12: Skizze zum Meßverfahren (aus Anleitung eingescannt)

Mit  $q$  für die Querschnittsfläche des Ringkerns gilt also nun bei homogenen Feldern:

$$U_{\text{ind}} = -n \cdot \frac{d\Phi}{dt} = -n \cdot q \cdot \mu_0 \cdot \frac{dM}{dt} .$$

Wir brauchen also „nur noch“ die induzierte Spannung zu integrieren und haben dann die Magnetisierung  $M$  gemessen.

In unserem Experiment werden wir u. a. die Hysterese-Kurven auf zwei verschiedene Arten messen: Zum einen stellen wir sie auf einem Oszilloskop dar, zum anderen wollen wir sie (obwohl mit Netzfrequenz durchlaufen) langsam auf einen Schreiber geben. Auf die hierzu benötigten Techniken gehen wir jetzt im einzelnen ein.

### 1.5.2 Darstellung auf dem Oszilloskop

Bei der Oszilloskop-Darstellung nutzen wir zur  $H$ -Messung aus, daß  $H(t)$  zum durch den Primärkreis ( $n_P$  Wicklungen,  $l_P$ : Länge der Spule) geschickten Strom  $I(t)$  proportional ist:

$$H(t) = \frac{n_P}{l_P} \cdot I(t) .$$

Eine zum Primärstrom proportionale Spannung läßt sich nun an einem Ohmschen Widerstand im Primärkreis abgreifen und als  $x$ -Ablenkung auf das Oszilloskop geben.

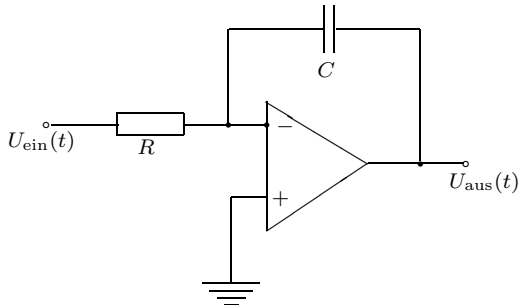


Abbildung 1.13: Integrator

Die Gleichspannung  $M(0)$  kann man über einen Hochpaß unterdrücken. Wenn man nun  $U_{\text{aus}}(t)$  auf die  $y$ -Auslenkung des Oszilloskops gibt, ist diese proportional zur Magnetisierung.

Zur Messung der Magnetisierung haben wir eben schon festgestellt, daß wir dazu die im Sekundärkreis induzierte Spannung integrieren müssen. Dies geschieht mit einem nebenstehend abgebildeten Integrator, in dem ein Operationsverstärker verwendet wird (invertierender Spannungsintegrator, vgl. [AP-427]). Schließt man den Eingang dieses Integrators an die Sekundärwicklung an, so erhält man:

$$U_{\text{aus}}(t) = -\frac{nq\mu_0}{RC} \cdot (M(t) - M(0)) .$$

### 1.5.3 Darstellung auf einem Schreiber

Da die gesamte Hysterese-Kurve mit der Netzfrequenz von 50 Hz durchlaufen wird, kann man die obigen Methoden nicht anwenden, um die Feldstärke  $H$  und die Magnetisierung  $M$  auf einen Schreiber zu geben, da dieser natürlich zu träge ist. Hier hilft die phasenempfindliche Gleichrichtung, mit der wir uns in Versuch 1 [Fest-1] ausführlich beschäftigt haben. Wir haben dort bereits betont, daß man mit der phasenempfindlichen Gleichrichtung nicht nur Signale bestimmter Frequenz von Rauschen trennen kann (was im Versuch ‚Rotationsschwingungsspektrum von HCl‘ wichtig war), sondern auch feste Phasenbeziehungen einstellen bzw. steuern kann.

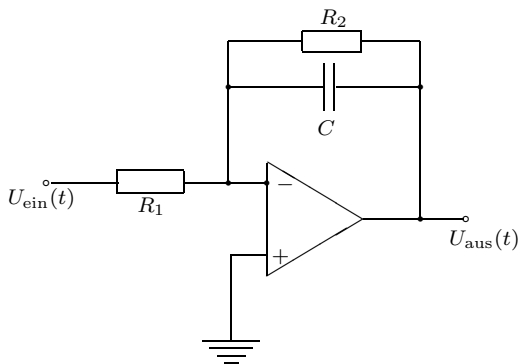


Abb. 1.14: Mittelwertbilder mit Operationsverstärker

Wir benutzen in diesem Versuch einen phasenempfindlichen Gleichrichter mit Zweiweggleichrichtung. Der einzige Unterschied zum phasenempfindlichen Gleichrichter in Versuch 1 ist der, daß wir als Mittelwertbilder keinen Tiefpaß, sondern den nebenstehenden Mittelwertbilder mit Operationsverstärker verwenden. Dies hat keine Auswirkungen auf die Signalform, da die Differentialgleichung für den OP-Mittelwertbilder dieselbe ist wie die für den Tiefpaß. Also mittelt auch der OP-Mittelwertbilder bezüglich der Wichtungsfunktion  $\exp(-\frac{t}{RC})$  (vgl. [Fest-1]). Der Vorteil des OP-Mittelwertbilders ist, daß er das Signal noch verstärken kann.

Wir wollen uns nun davon überzeugen, daß die Ausgangsspannung des phasenempfindlichen Gleichrichters proportional zur Magnetisierung an einer bestimmten Phase eines Durchlaufs der Hysterese-Kurve ist, wenn die Eingangsspannung von der induzierten Spannung des Sekundärkreises gespeist wird. Dazu stellen wir zunächst fest, daß die Magnetisierung  $M$  und die Feldstärke  $H$  folgende Symmetriebedingungen erfüllt, wenn  $T$  die Periodendauer eines

Hysteresen-Durchlaufs ist (stellvertretend für  $M$  aufgeschrieben):

$$M(\Phi + T) = M(\Phi) \quad \text{und} \quad M\left(\Phi + \frac{T}{2}\right) = -M(\Phi).$$

Nun rechnen wir, wobei  $\mu_2$  die zweiweggleichrichtende Schalterspannung ist (vgl. [Fest-1]), die zur Phase  $\Phi$  zu schalten beginnt:

$$\begin{aligned} U_{\text{Phase,aus}}(\Phi) &= \frac{1}{T} \cdot \int_{\Phi}^{\Phi+T} \mu_2(t) \cdot U_{\text{ind}}(t) dt = -\frac{nq\mu_0}{T} \cdot \left( \int_{\Phi}^{\Phi+\frac{T}{2}} \frac{dM}{dt}(t) dt - \int_{\Phi+\frac{T}{2}}^{\Phi+T} \frac{dM}{dt}(t) dt \right) \\ &= -\frac{nq\mu_0}{T} \cdot \left( M\left(\Phi + \frac{T}{2}\right) - M(\Phi) - M(\Phi + T) + M\left(\Phi + \frac{T}{2}\right) \right) \stackrel{\text{Symm.bed}}{=} 4 \cdot \frac{nq\mu_0}{T} \cdot M(\Phi) \end{aligned}$$

Da das Signal noch 47-fach verstärkt wird, erhält man in der Tat die behauptete Proportionalität zu  $M(\Phi)$ :

$$U_{\text{Phase,aus}}(\Phi) = 188 \cdot \frac{nq\mu_0}{T} \cdot M(\Phi).$$

Da wir den Strom  $I$  im Primärkreis natürlich auch nicht einfach auf den Schreiber geben können (er hat ja auch Netzfrequenz), um eine Größe proportional zu  $H$  zu notieren, würden wir ihn auch gerne phasenempfindlich gleichrichten. Dazu brauchen wir aber eine Größe, die zur Ableitung von  $H$ , also zu  $\frac{dH}{dt}$ , proportional ist. Um dies zu erreichen, schaltet man einen Lufttransformator in Reihe zum Primärstromkreis des Ferrit-Ringkerns, denn dann gilt für den Sekundärkreis des Lufttransformators

$$U_{\text{ind}} = -n \cdot q \cdot \mu_0 \cdot \frac{dH}{dt}.$$

Analog obiger Rechnung erhält man nach dem phasenempfindlichen Gleichrichter eine zu  $H(\Phi)$  proportionale Spannung

$$U_{\text{Phase,aus,2}}(\Phi) = 188 \cdot \frac{nq\mu_0}{T} \cdot H(\Phi).$$

Wir verwenden die beiden phasenempfindlichen Gleichrichter in zwei Betriebsarten. Eine davon ist der *phase-locked-Betrieb*. Bei dieser für die Aufnahme der Kommutierungskurve und der Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung nötige Betriebsart, stellt man die Phase  $\Phi$  so ein, daß man immer die Magnetisierung  $M$  und das Feld  $H$  an der Spitze der Hysterese-Kurve abtastet (Punkt C in Abb. 1.8), da nur dieser Punkt die für diese Messung interessante Größe ist. Die Schaltspannung  $\mu_2(t)$  hat hierbei genau Netzfrequenz.

Die andere Betriebsart ist der *freilaufende Betrieb*. Hierbei durchwandert man mit einer Periodendauer von ungefähr 10sec den ganzen  $\Phi$ -Bereich einmal, so daß man in dieser Zeit einmal die gesamte Hysterese-Kurve aufzeichnen kann. Die Änderung der Phase  $\Phi$  wird durch eine leichte Verstimmung der Schaltfrequenz von  $\mu_2(t)$  gegenüber der Netzfrequenz erreicht. Wir haben diese Technik, wie man mit einem Rampengenerator die Phase eines PLL's steuert, ausführlich in [Fest-1] erläutert und wollen daher hier nicht mehr weiter darauf eingehen.

## 2. Auswertung

### 2.1 Beheizbarer Ringkern

#### 2.1.1 Magnetisierungskurven

##### Messung

In diesem Versuchsteil nahmen wir für vier verschiedene Stromstärken jeweils eine Magnetisierungskurve auf. Diese Kurven sind in Abb. 5.1.1. dargestellt. An diesen Hysteresen können wir nun charakteristische Größen identifizieren, nämlich das maximale Feld  $H_{\max}$  und die Koerzitivfeldstärke  $H_C$ , sowie Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  und die Remanenz  $M_R$ .

Wir erhalten dann:

$I$ [A]	$M_S$ [V]	$M_R$ [V]	$H_{\max}$ [V]	$H_C$ [V]
2,99	$5,7 \pm 0,1$	$1,55 \pm 0,4$	$10,0 \pm 0,1$	$0,1 \pm 0,05$
1,0	$5,3 \pm 0,1$	$1,8 \pm 0,2$	$3,3 \pm 0,05$	$0,1 \pm 0,025$
0,3	$4,5 \pm 0,05$	$1,95 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,01$
0,1	$3,1 \pm 0,05$	$1,45 \pm 0,1$	$0,365 \pm 0,005$	$0,0825 \pm 0,005$

Leider liegen diese Größen nicht in der gewünschten SI-Einheit  $\frac{\text{A}}{\text{m}}$  vor. Wir müssen sie daher im folgenden umrechnen.

##### Umrechnung der Magnetisierung

Zunächst gehen wir an die Umrechnung der Magnetisierung  $M$ . Dort gilt

$$U = k \cdot M \quad \Leftrightarrow \quad M = \frac{1}{k} \cdot U \quad \text{mit } k = 4 \cdot 47 \mu_0 n q \nu .$$

Mit

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}, \quad \nu = 50 \text{ Hz}, \quad n = 17 \quad \text{und} \quad q = 0,9 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$$

erhalten wir dann

$$\frac{1}{k} = 55331,297 \frac{\text{A}}{\text{Vm}} .$$

##### Umrechnung des Magnetfeldes

Nun weiter mit der Umrechnung des Magnetfeldes. Dort gilt für den theoretischen Wert  $H_{\max}$  in A/m:

$$H_{\max} = \frac{n}{l} I .$$

Dabei ist  $n = 17$  und  $l = 2\pi \cdot 0,015$  m. Anhand der Meßwerte für  $I$  und  $H_{\max}$  können wir nun rechte und linke Seite vergleichen und damit nach

$$H_{\max, \text{theo}} = s \cdot H_{\max, \text{gemessen}}$$

einen Skalierungsfaktor  $s$  bestimmen.

### Ergebnisse

Im folgenden werden wir das theoretische  $H_{\max}$  und den Skalierungsfaktor  $s$  angeben. Anhand des Skalierungsfaktors können wir dann  $H_C$  in die gewünschten Einheiten umrechnen.

Ebenso werden wir  $M_S$  und  $M_R$  umrechnen. Wir erhalten dann

$I$ [A]	$M_S$ [A/m]	$M_R$ [A/m]	$H_{\max}$ [A/m]	$H_C$ [A/m]	$s$ [A/Vm]
2,99	$315388,39 \pm 5533,13$	$85763,51 \pm 22132,52$	539,32	$5,39 \pm 2,7$	$53,93 \pm 0,54$
1,00	$293255,87 \pm 5533,13$	$99596,34 \pm 11066,26$	180,38	$5,47 \pm 1,37$	$54,66 \pm 0,83$
0,3	$248990,84 \pm 2766,56$	$107896,03 \pm 5533,13$	54,11	$4,58 \pm 0,42$	$41,62 \pm 0,32$
0,1	$171527,02 \pm 2766,56$	$80230,38 \pm 5533,13$	18,04	$4,08 \pm 0,25$	$49,42 \pm 0,68$

Es fällt auf, daß der Skalierungsfaktor gegenüber unserer Erwartung nicht konstant blieb, sondern mit 41,62 eine weiten „Ausrutscher“ macht. Wir sehen die Ursache in der Meßelektronik, die nicht 100-prozentig zuverlässig ist. Am Ende dieser Auswertung werden wir ein paar Worte über die angesprochene Zuverlässigkeit verlieren.

### 2.1.2 Kommutierungskurven

In diesem Versuchsteil nahmen wir die Kommutierungskurve zweimal auf. Zunächst in einem groben Bereich von  $I = 0 - 3$  A. Dann in einem feinen Bereich von  $I = 0 - 0,1$  A. Die aufgenommenen Kurven sind in den Abb. 5.1.2. dargestellt.

Anhand dieser Kurven können wir die differentielle Suszeptibilität mittels

$$\chi_{\text{diff}} = \frac{dM}{dH} = \frac{M_2 - M_1}{H_2 - H_1}$$

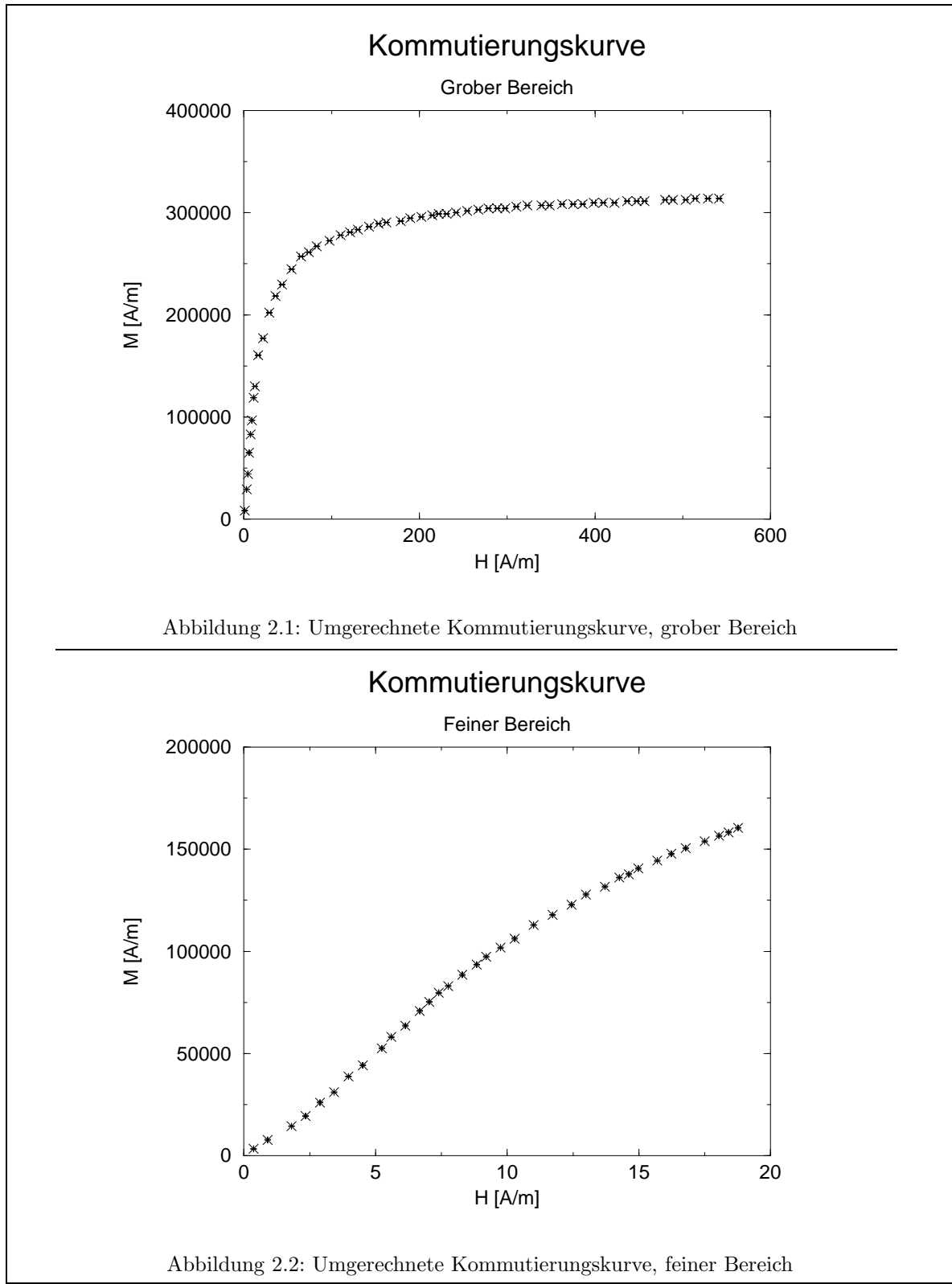
bestimmen. Zuvor müssen Magnetisierung und Magnetfeld aber wieder in die Einheit A/m umgerechnet werden. Das machen wir genauso wie bei den Hysteresen. Um die Umrechnung der jeweiligen Magnetfelder überhaupt durchführen zu können, haben wir für jeden Meßpunkt die angelegte Stromstärke  $I$  mitgeschrieben. Die umgerechneten Diagramme sind in Abb. 2.1 und Abb. 2.2 dargestellt.

### Rechnerische Methode

Die Bestimmung der differentiellen Suszeptibilität führen wir rechnerisch durch. Dazu haben wir unsere Meßpunkte aus den Diagrammen 5.1.2 abgelesen und mit den mitgeschriebenen Stromstärken in eine Datei eingetragen. Dann haben wir ein `Perl`-Programm geschrieben, das auch im Anhang aufgeführt ist.

Was macht nun dieses Programm im einzelnen? Zunächst einmal führt es die Einheitenumrechnung durch. Bei den Magnetfeldern stützen wir uns dabei ganz auf die mitgeschriebenen Stromstärken. Dann berechnen wir die differentielle Suszeptibilität. Dazu bestimmen wir jeweils die Steigungen vor und nach einem Meßpunkt und bilden von diesen den Mittelwert. Damit versuchen wir etwaige Unstetigkeiten zu entschärfen. Natürlich führen wir bei alledem auch eine Fehlerrechnung durch.

Wir erhalten dann für den groben Bereich die Abb. 2.3 und für den feinen Bereich die Abb. 2.4.



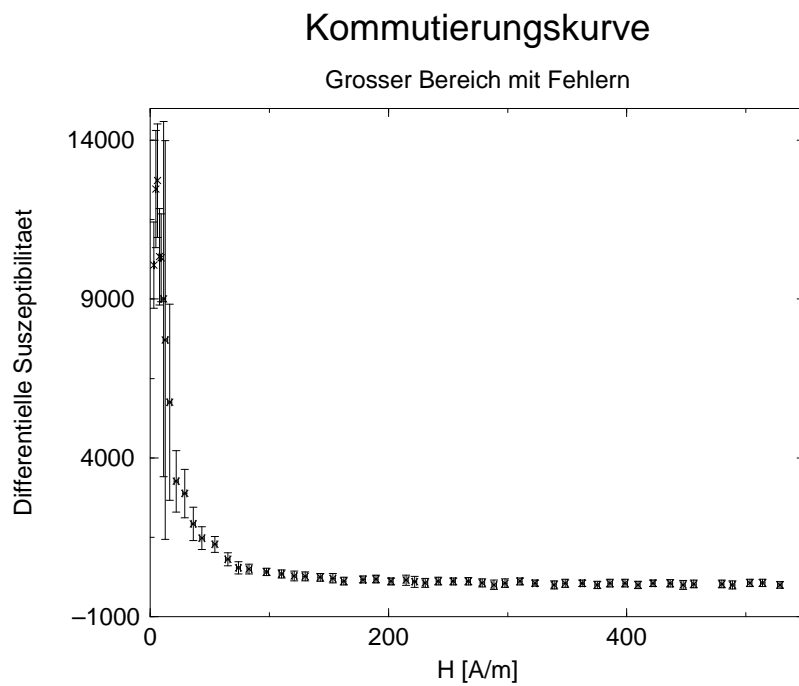


Abbildung 2.3: Kommutierungskurve, grober Bereich

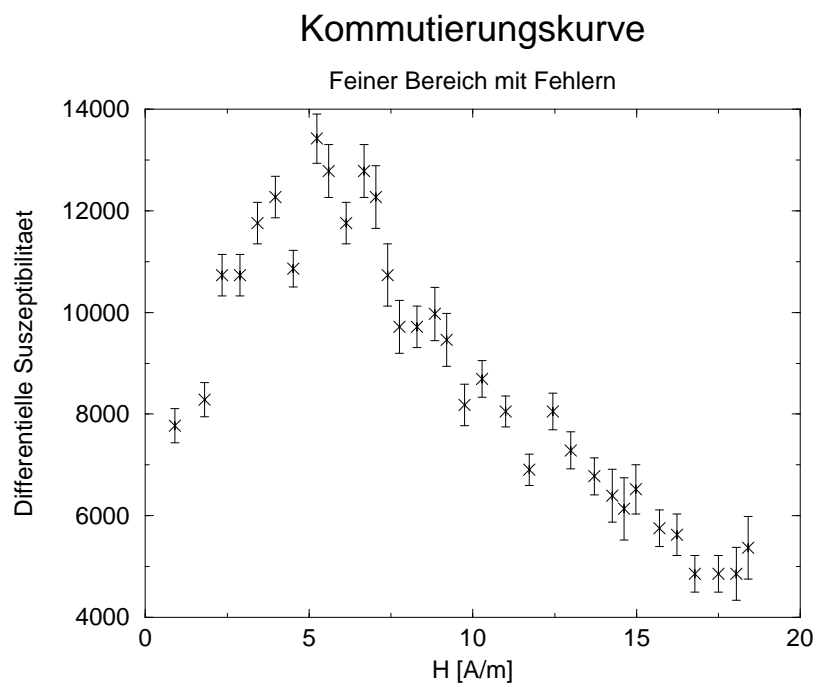


Abbildung 2.4: Kommutierungskurve, feiner Bereich

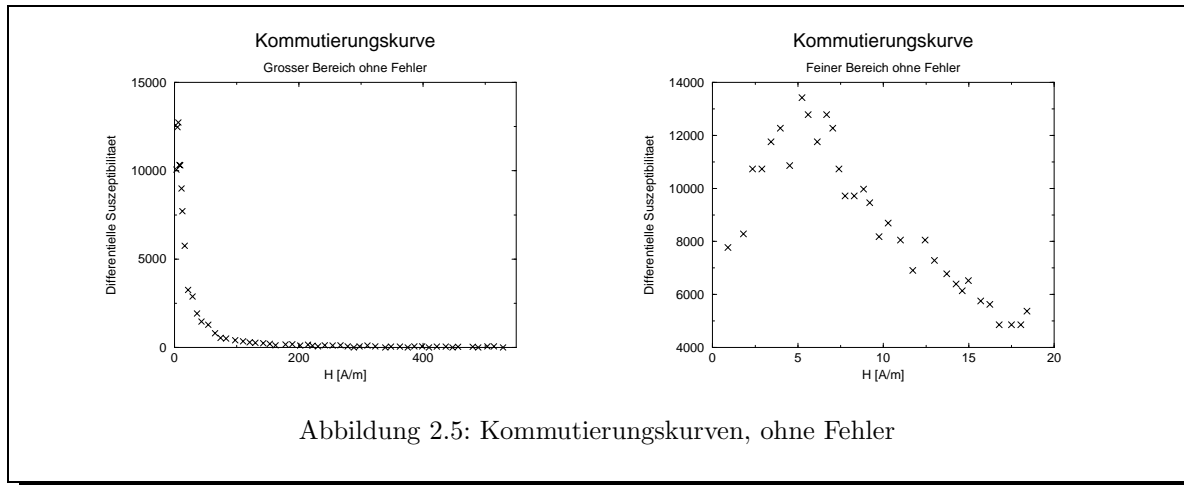


Abbildung 2.5: Kommutierungskurven, ohne Fehler

Der Übersichtlichkeit halber haben wir in Abb. 2.5 auch noch die Diagramme ohne Fehler angegeben.

### „Spiegelmethode“

Eine weitere Methode, die differentielle Suszeptibilität zu bestimmen, ist die sogenannte Spiegelmethode. Dazu legt man zunächst eine geeignete Kurve durch die Meßpunkte. Dann hält man an jeden Meßpunkt einen Spiegel, und zwar genau so, daß man eine stetige Kurve im Spiegel erblickt. Wenn dies der Fall ist, dann haben wir mit der Stellung des Spiegels eine Normale zur Kurve gefunden und wir können ganz einfach auf die zugehörige Tangente zurückschließen. Wir erhalten auf diese Weise sehr genaue Werte für die Steigung im Diagramm.

So weit, so gut. Leider sehen wir in dieser Methode auch einige Schwächen. Zum einen hätten wir die Steigungen in dem, nicht den gewünschten Einheiten entsprechenden, Diagramm bestimmt. Wie sollen diese Steigungen nun aber in die gewünschten Einheiten umgerechnet werden, ganz zu schweigen eine vernünftige Fehlerrechnung aufgezoogen werden (man beachte den nicht-konstanten Skalierungsfaktor  $s$ ). Das Problem der Fehlerrechnung macht sich schon bei dem Einpassen einer „geeigneten“ Kurve in unsere Meßdaten bemerkbar. Wie sollen wir überhaupt eine vernünftige Kurve unter Berücksichtigung der jeweiligen Fehlerbalken, seien sie auch noch so klein, einpassen, wie wirken sich unterschiedliche Einpassungen auf die Normale und damit auf die Tangente mit ihren jeweiligen Fehlern aus? Bei einer Geradenanpassung ist das ja noch ganz einfach, aber eine unbekannte Kurve grafisch einzupassen und dann noch eine verlässliche Fehlerabschätzung zu erhalten ist alles andere als trivial.

In Anbetracht dieser Problematik haben wir die rechnerische Methode bevorzugt, auch wenn wir uns damit an zwei Meßpunkten Fehler eingehandelt haben, die nur geringfügig kleiner als die eigentlichen Meßerte waren. Das ist der Tribut, den wir an die gegenüber der Spiegelmethode etwas ungenauere rechnerische Methode zahlen müssen. Aber dafür haben wir zumindest eine verlässliche Fehlerrechnung durchgeführt.

### 2.1.3 Temperaturverlauf

In diesem Aufgabenteil haben wir die Sättigungsmagnetisierung in Abhängigkeit von der Temperatur aufgenommen. Dazu haben wir die Temperatur ausgehend von  $25^\circ\text{C}$  in 5-Grad-Schritten erwärmt und sind bei  $100^\circ\text{C}$  zu 1-Grad-Schritten übergegangen. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 5.1.3. dargestellt. In diesem Diagramm erwarten wir bei der Curie-Temperatur einen Phasenübergang. Theoretisch müßte



die Kurve am Ende steil abfallen, da gilt

$$\frac{\partial M}{\partial T}(T = T_C) = \infty .$$

Wie wir in der Abbildung aber sehen, schmiegt sich unsere Kurve gemächlich der Abszisse an. Wie kann das sein?. Das kommt daher, daß wir unsere Messung bei festem äußeren Magnetfeld durchgeführt haben. Bei Erreichen der Curie-Temperatur geht der Ferromagnet in einen Paramagnet über. Wir haben daher dann die Magnetisierung eines Paramagneten im äußeren Feld gemessen.

Nun aber zur konkreten Bestimmung der Curietemperatur. Dazu mußten wir aber zuerst die Magnetisierung, wie wir es schon zuvor taten, in ihre SI-Einheit A/m umrechnen. Wir haben also die Werte aus dem Diagramm 5.1.3 abgelesen und sie dann bearbeitet. Wir erhalten dann folgende Werte. Dabei ist der Fehler für  $T$  jeweils  $\Delta T = 0,5^\circ\text{C}$ .

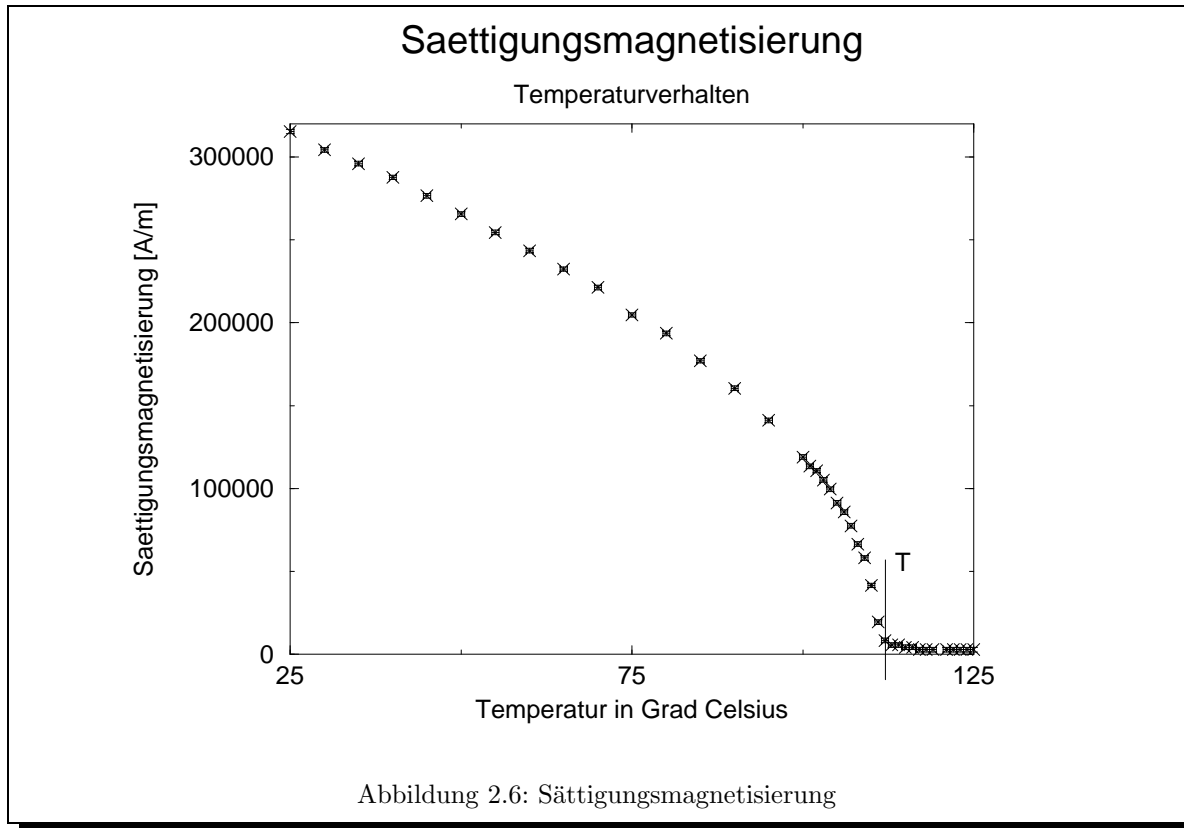
$T$ [ $^\circ\text{C}$ ]	$M$ [V]	$M$ [A/m]	$T$ [ $^\circ\text{C}$ ]	$M$ [V]	$M$ [A/m]
25	$5,700 \pm 0,025$	$315388,393 \pm 1383,282$	30	$5,5 \pm 0,025$	$304322,133 \pm 1383,282$
35	$5,350 \pm 0,025$	$296022,439 \pm 1383,282$	40	$5,200 \pm 0,025$	$287722,744 \pm 1383,282$
45	$5 \pm 0,025$	$276656,485 \pm 1383,282$	50	$4,800 \pm 0,025$	$265590,226 \pm 1383,282$
55	$4,60 \pm 0,025$	$254523,966 \pm 1383,282$	60	$4,400 \pm 0,025$	$243457,707 \pm 1383,282$
65	$4,200 \pm 0,025$	$232391,447 \pm 1383,282$	70	$4 \pm 0,025$	$221325,188 \pm 1383,282$
75	$3,700 \pm 0,025$	$204725,799 \pm 1383,282$	80	$3,5 \pm 0,025$	$193659,539 \pm 1383,282$
85	$3,200 \pm 0,025$	$177060,150 \pm 1383,282$	90	$2,900 \pm 0,025$	$160460,761 \pm 1383,282$
95	$2,550 \pm 0,025$	$141094,807 \pm 1383,282$	100	$2,150 \pm 0,025$	$118962,289 \pm 1383,282$
101	$2,050 \pm 0,025$	$113429,159 \pm 1383,282$	102	$2 \pm 0,025$	$110662,594 \pm 1383,282$
103	$1,900 \pm 0,025$	$105129,464 \pm 1383,282$	104	$1,800 \pm 0,025$	$99596,335 \pm 1383,282$
105	$1,650 \pm 0,025$	$91296,640 \pm 1383,282$	106	$1,550 \pm 0,025$	$85763,510 \pm 1383,282$
107	$1,400 \pm 0,025$	$77463,816 \pm 1383,282$	108	$1,200 \pm 0,025$	$66397,556 \pm 1383,282$
109	$1,050 \pm 0,025$	$58097,862 \pm 1383,282$	110	$0,75 \pm 0,025$	$41498,473 \pm 1383,282$
111	$0,350 \pm 0,025$	$19365,954 \pm 1383,282$	112	$0,150 \pm 0,025$	$8299,695 \pm 1383,282$
113	$0,100 \pm 0,025$	$5533,129 \pm 1383,282$	114	$0,100 \pm 0,025$	$5533,130 \pm 1383,282$
115	$0,075 \pm 0,025$	$4149,847 \pm 1383,282$	116	$0,075 \pm 0,025$	$4149,847 \pm 1383,282$
117	$0,050 \pm 0,025$	$2766,565 \pm 1383,282$	118	$0,050 \pm 0,025$	$2766,565 \pm 1383,282$
119	$0,050 \pm 0,025$	$2766,565 \pm 1383,282$	120	$0,050 \pm 0,025$	$2766,565 \pm 1383,282$
121	$0,050 \pm 0,025$	$2766,565 \pm 1383,282$	122	$0,050 \pm 0,025$	$2766,565 \pm 1383,282$
123	$0,050 \pm 0,025$	$2766,565 \pm 1383,282$	124	$0,050 \pm 0,025$	$2766,565 \pm 1383,282$
125	$0,050 \pm 0,025$	$2766,565 \pm 1383,282$	--	--	--

Die Ergebnisse sind in Abb. 2.6 dargestellt. Um die Curie-Temperatur zu bestimmen, legen wir eine senkrechte Tangente an die Kurve an. Wir erhalten dann

$$T_C = (112,05 \pm 0,5)^\circ\text{C}$$

## 2.2 Ringkern mit Luftspalt

In diesem Versuchsteil haben wir zunächst bei  $I = 3\text{ A}$  eine ungescherte Magnetisierungskurve in dem Ringmagneten ohne Luftspalt aufgenommen. Diese Hysterese ist in Abb. 5.2.1 dargestellt und wird zunächst genauer untersucht. Dann werden wir beim Ringkern mit verschiedenen großen Luftspalten aus dem Graphen das entmagnetisierende magnetische Feld  $H_{\text{ent}}$  und damit dann eine etwaige Abhängigkeit des Entmagnetisierungsfaktors  $N$  von der Dicke des Luftspaltes bestimmen. Dazu benötigen wir die Abb. 5.2.2. Schließlich werden wir die scheinbare Suszeptibilität berechnen.



### 2.2.1 Ungescherte Magnetisierungskurve

Wie gerade angesprochen, werden wir nun wieder Sättigungsmagnetisierung  $M_S$ , Remanenz  $M_R$ , maximales Magnetfeld  $H_{\max}$  und Koerzitivfeld  $H_C$  aus Abb. 5.2.1. bestimmen.

Wir erhalten aus dem Diagramm:

$I$ [A]	$M_S$ [V]	$M_R$ [V]	$H_{\max}$ [V]	$H_C$ [V]
3,0	$3,95 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,1$	$9,9 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,1$

Wir werden nun wieder eine Umrechnung der Magnetisierung und des Magnetfeldes in SI-Einheiten nach bekanntem Muster vornehmen. Im Gegensatz zu vorher haben nun aber Sekundär- und Primärspule verschiedene Windungszahlen, so daß wir für Magnetisierung und Magnetfeld die zugehörigen Windungszahlen benutzen müssen. Im Falle der Magnetisierung ist die Sekundärspule relevant. Diese hat aber wieder die Windungszahl  $n = 17$ , also genau wie schon zuvor. Damit hat sich bei dieser Umrechnung nichts geändert. Anders sieht es beim Magnetfeld aus. Dieses wird in der Primärspule induziert, so daß wir im folgenden mit der Windungszahl der Primärspule  $n = 54$  rechnen müssen. Damit bekommen wir:

$I$ [A]	$M_S$ [A/m]	$M_R$ [A/m]	$H_{\max}$ [A/m]	$H_C$ [A/m]	$s$ [A/Vm]
3,0	$218558,6 \pm 5533,1$	$77463,8 \pm 5533,1$	1718,87	$121,53 \pm 17,40$	$173,62 \pm 1,75$

Wenn wir diese Werte mit den zu Anfang der Auswertung berechneten für den anderen Ringkern vergleichen, dann sehen wir eine minimal geringere Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  und Remanenz  $M_R$ , aber

eine sehr viel größere Koerzitivfeldstärke und ein größeres maximales Feld  $H_{\max}$ . Diese Hysterese hat also gegenüber der zuerst aufgenommenen einen „dickeren Bauch“ und damit eine größere eingeschlossene Fläche, also wird hier mehr Energie in nutzlose Wärme umgewandelt.

## 2.2.2 Gescherte Magnetisierungskurven

### Messung

Wir haben nun bei gleichbleibender Magnetisierung in Abhängigkeit von der Spaltbreite  $l$  die gescherten Hysteresen und den jeweiligen Strom gemessen. Das haben wir sowohl in einem groben Bereich, wie auch in einem feinen Bereich gemacht. Aus den Hysteresen haben wir dann das maximale gescherte Magnetfeld abgelesen. Wir erhalten dann folgende Meßwerte:

$l \pm 0,05$ [mm]	Grober Bereich			Feiner Bereich		
	$I \pm 0,01$ [A]	$H_{\text{scher}} \pm 0,1$ [V]		$l \pm 0,05$ [mm]	$I \pm 0,01$ [A]	$H_{\text{scher}} \pm 0,05$ [V]
3,0	3,16	10,6		1,0	1,71	5,85
2,75	3,035	10,15		0,75	1,52	5,2
2,5	2,885	9,65		0,625	1,37	4,7
2,25	2,84	9,4		0,5	1,21	4,2
2,0	2,54	8,5		0,325	0,95	3,25
1,7	2,39	8,0		0,25	0,79	2,75
1,5	2,24	7,5		0,2	0,70	2,45
1,25	1,97	6,6		0,125	0,59	2,1
1,0	1,72	5,75		0	0,28	1,1
0,5	1,21	4,0		--	--	--
0	0,28	1,0		--	--	--

Den Wert für die ungescherte Kurve  $H_{\text{ungesch}}$  ist dabei natürlich der jeweils letzte Wert in den beiden Tabellenteilen, der für eine Spaltbreite von 0 mm. Darüberhinaus hatten wir für den groben und den feinen Bereich eine Magnetisierung

$$M = (1,3 \pm 0,02) \text{ V} = (71930,69 \pm 1106,63) \frac{\text{A}}{\text{m}}$$

gemessen.

Wir haben nun wieder `Per1`-Programme geschrieben, die aus dem Strom  $I$  das gescherte Feld  $H_{\text{scher}}$  und alle anderen Größen wie gehabt einheitenmäßig umrechnet. Außerdem werden auch noch alle noch folgenden gesuchten Größen mittels dieser Programme berechnet. Die erhaltenen Ergebnisse dieser Rechnungen sind schließlich in einigen Tabellen zusammengefaßt.

### Entmagnetisierungsfaktor

Aus der Vorbereitung wissen wir, daß wir den Entmagnetisierungsfaktor gemäß

$$N_{\text{meß}} = \frac{H_{\text{ent}}}{M}$$

experimentell bestimmen können. Zum Vergleich können wir auch noch den nach der Vorbereitung bekannten theoretischen Entmagnetisierungsfaktor

$$N_{\text{theo}} = \frac{l_L}{l_E + l_L}$$

mit  $l_E = \pi \cdot 0,03 \text{ cm}$  berechnen. Unsere Ergebnisse sind in Abb. 2.7 und Abb. 2.8 dargestellt.

In Abb. 2.7 erkennen wir, daß das entmagnetisierende Feld, wie erwartet, mit der Spaltbreite zunimmt. In Abb. 2.8 erkennen wir, daß sich für große Spaltbreiten der experimentelle und der theoretische Wert für den Entmagnetisierungsfaktor immer weiter voneinander entfernen. Der Grund hierfür sind die idealisierenden Annahmen, die für den theoretischen Wert nicht mehr erfüllt sind. So ist z. B. mit wachsender Spaltbreite das Spulenfeld nicht mehr homogen und wir können den Streufluß nicht mehr vernachlässigen.

### Scheinbare Suszeptibilität

Natürlich hat die Scherung und das entmagnetisierende Feld einen Einfluß auf andere relevante physikalische Größen. So z. B. auch auf die magnetische Suszeptibilität, die man in erster Näherung als

$$\chi = \frac{M}{H}$$

definieren kann.

Für die Suszeptibilität mit Luftspalt erhalten wir dann eine Scheinsuszeptibilität

$$\chi_{\text{mit}} = \frac{M}{H_{\text{scher}}} = \frac{\chi_{\text{ohne}}}{1 + N\chi_{\text{ohne}}}.$$

Unsere experimentellen Werte haben wir mit Hilfe des ersten Bruches berechnet. Den zweiten Bruch haben wir verwendet um einen Referenzwert für die theoretische Scheinsuszeptibilität zu erhalten. Unsere Ergebnisse sind in Abb. 2.9 dargestellt.

### Ergebnisse

Bei obigen Rechnungen haben wir dann als Ergebnisse für den groben Bereich:

$l \pm 0,05$ [mm]	$H_{\text{scher}}$ [A/m]	$H_{\text{ent}}$ [A/m]	$N_{\text{exp}}$	$N_{\text{theo}}$
3,0	1810,55 ± 5,73	1650,12 ± 8,10	0,02294 ± 0,00037	0,03085 ± 4,846·10 <sup>-5</sup>
2,75	1738,93 ± 5,73	1578,50 ± 8,10	0,021945 ± 0,00036	0,02835 ± 4,858·10 <sup>-5</sup>
2,5	1652,98 ± 5,73	1492,56 ± 8,10	0,02075 ± 0,00034	0,02584 ± 4,871·10 <sup>-5</sup>
2,25	1627,20 ± 5,73	1466,77 ± 8,10	0,02039 ± 0,00033	0,02332 ± 4,883·10 <sup>-5</sup>
2,0	1455,31 ± 5,73	1294,89 ± 8,10	0,01800 ± 0,00030	0,02078 ± 4,896·10 <sup>-5</sup>
1,7	1369,37 ± 5,73	1208,94 ± 8,10	0,01681 ± 0,00028	0,01772 ± 4,911·10 <sup>-5</sup>
1,5	1283,43 ± 5,73	1123,00 ± 8,10	0,01561 ± 0,00027	0,01567 ± 4,922·10 <sup>-5</sup>
1,25	1128,73 ± 5,73	968,30 ± 8,10	0,01346 ± 0,00024	0,01309 ± 4,935·10 <sup>-5</sup>
1,0	985,49 ± 5,73	825,06 ± 8,10	0,01147 ± 0,00021	0,01050 ± 4,948·10 <sup>-5</sup>
0,5	693,28 ± 5,73	532,85 ± 8,10	0,00741 ± 0,00016	0,00528 ± 4,974·10 <sup>-5</sup>

Für die scheinbaren Suszeptibilitäten in diesem groben Bereich erhielten wir:

$l \pm 0,05$ [mm]	$\chi_{\text{mit,exp}}$	$\chi_{\text{mit,theo}}$
3,0	39,73 ± 0,62	30,23 ± 0,08
2,75	41,36 ± 0,65	32,70 ± 0,09
2,5	43,52 ± 0,69	35,62 ± 0,11
2,25	44,21 ± 0,70	39,14 ± 0,13
2,0	49,43 ± 0,78	43,46 ± 0,16
1,7	52,53 ± 0,84	50,13 ± 0,22
1,5	56,05 ± 0,90	55,88 ± 0,27
1,25	63,73 ± 1,032	65,28 ± 0,37
1,0	72,99 ± 1,20	78,56 ± 0,54
0,5	103,75 ± 1,81	133,20 ± 1,54

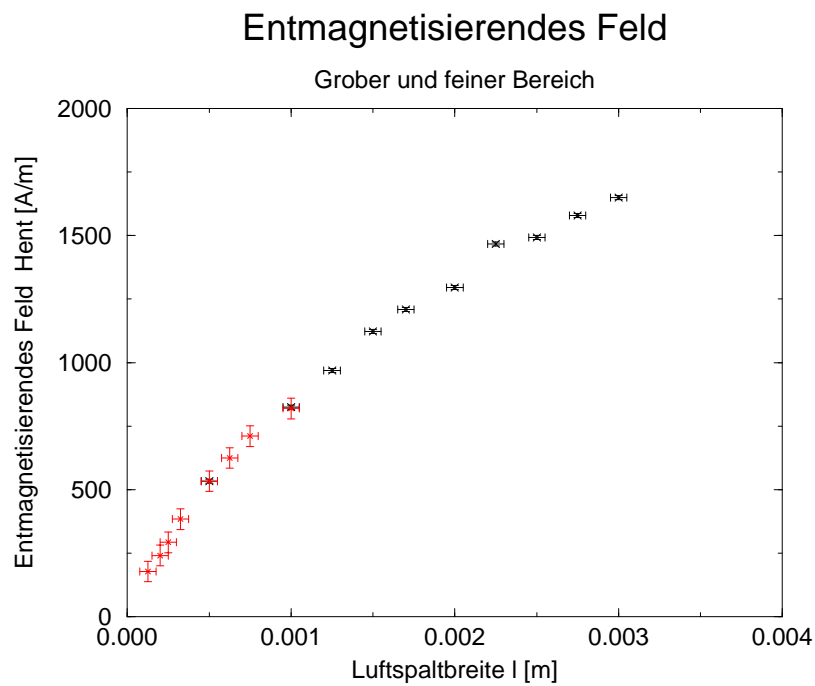


Abbildung 2.7: Entmagnetisierungsfeld

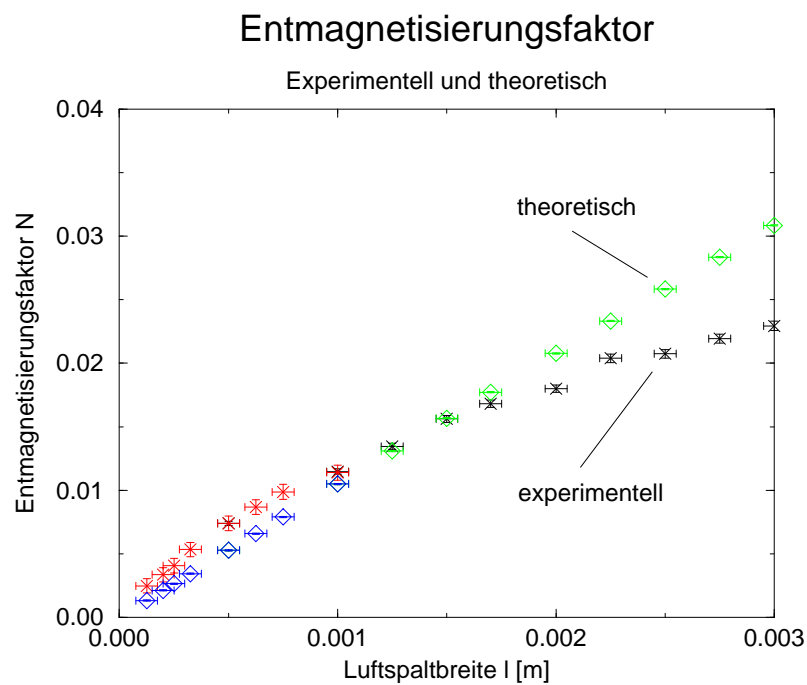
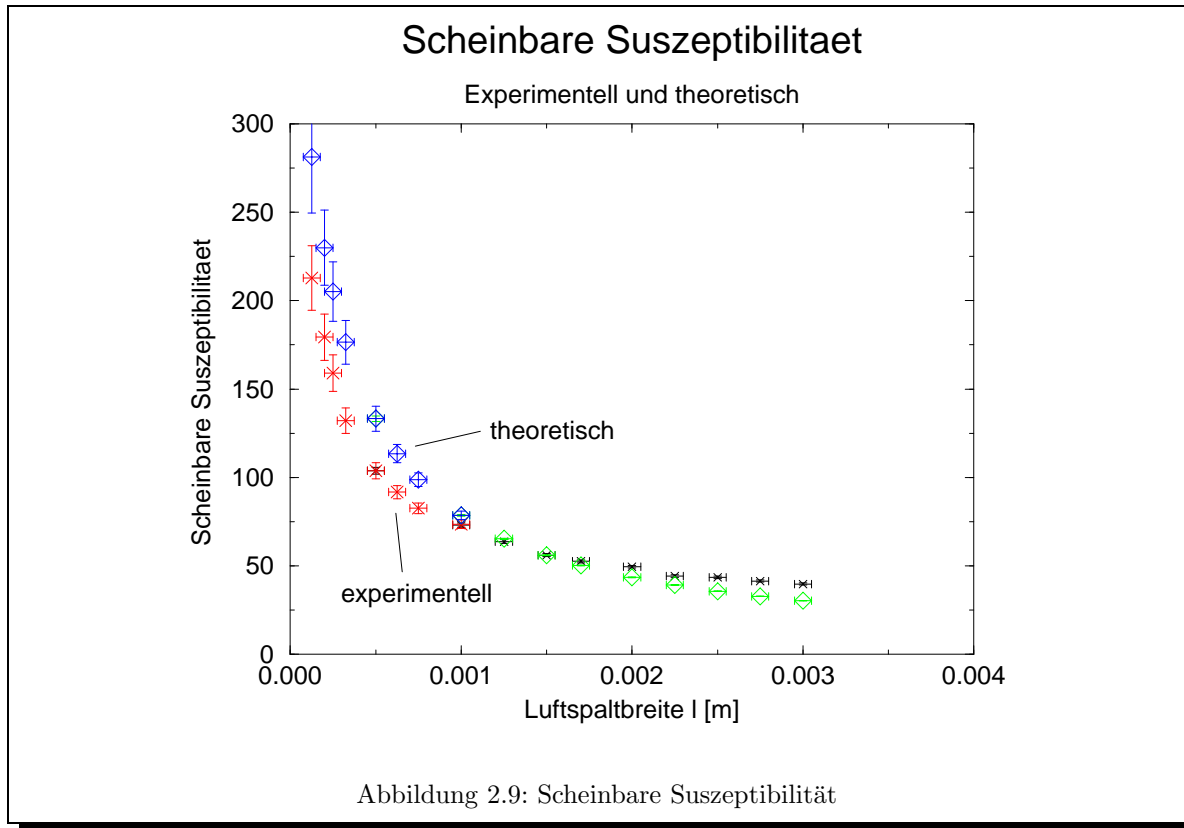


Abbildung 2.8: Entmagnetisierungsfaktor



Für den feinen Bereich sind unsere Ergebnisse wie folgt:

$l \pm 0,05$ [mm]	$H_{\text{scher}}$ [A/m]	$H_{\text{ent}}$ [A/m]	$N_{\text{exp}}$	$N_{\text{theo}}$
1,0	$979,76 \pm 28,65$	$819,33 \pm 40,51$	$0,01139 \pm 0,000594$	$0,01050 \pm 4,948 \cdot 10^{-5}$
0,75	$870,90 \pm 28,65$	$710,47 \pm 40,51$	$0,00988 \pm 0,00058$	$0,00789 \pm 4,961 \cdot 10^{-5}$
0,625	$784,95 \pm 28,65$	$624,52 \pm 40,51$	$0,00868 \pm 0,00058$	$0,00659 \pm 4,967 \cdot 10^{-5}$
0,5	$693,28 \pm 28,65$	$532,85 \pm 40,51$	$0,00741 \pm 0,00057$	$0,00528 \pm 4,974 \cdot 10^{-5}$
0,325	$544,31 \pm 28,65$	$383,88 \pm 40,51$	$0,00534 \pm 0,00057$	$0,00344 \pm 4,983 \cdot 10^{-5}$
0,25	$452,64 \pm 28,65$	$292,21 \pm 40,51$	$0,00406 \pm 0,00057$	$0,00265 \pm 4,987 \cdot 10^{-5}$
0,2	$401,07 \pm 28,65$	$240,64 \pm 40,51$	$0,00335 \pm 0,00057$	$0,00212 \pm 4,989 \cdot 10^{-5}$
0,125	$338,05 \pm 28,65$	$177,62 \pm 40,51$	$0,00247 \pm 0,00056$	$0,00132 \pm 4,993 \cdot 10^{-5}$

Und nun noch die scheinbaren Suszeptibilitäten in dem feinen Bereich:

$l \pm 0.05$ [mm]	$\chi_{\text{mit,exp}}$	$\chi_{\text{mit,theo}}$
1,0	$73,42 \pm 2,43$	$78,56 \pm 2,47$
0,75	$82,59 \pm 3,00$	$98,76 \pm 3,90$
0,625	$91,64 \pm 3,63$	$113,40 \pm 5,14$
0,5	$103,75 \pm 4,57$	$133,20 \pm 7,09$
0,325	$132,15 \pm 7,25$	$176,47 \pm 12,45$
0,25	$158,91 \pm 10,35$	$205,09 \pm 16,81$
0,2	$179,35 \pm 13,10$	$230,00 \pm 21,15$
0,125	$212,78 \pm 18,33$	$281,31 \pm 31,63$

**It's magic, oder: Wie verlässlich ist die Meßelektronik?**

Zu Anfang des Versuches haben wir versucht, die Zuverlässigkeit der Meßelektronik, insbesondere der Phasengleichrichter zu prüfen. Wir haben daher die beiden phasenempfindlichen Gleichrichter vertauscht, in der Erwartung, daß wir jeweils die gleichen Ergebnisse, bzw. die gleichen Hysteresen aufzeichnen. Leider erwies sich unsere Erwartung als Trugschluß, wie sich in Abb. 5.2.2 (It's magic) ablesen läßt. So wird dort nicht nur die Hysterese in Abhängigkeit von der Größe des maximalen Feldes einmal so, das andere Mal wieder in anderer Richtung durchlaufen, die Hysterese schneidet sich auch manchmal.

Offensichtlich ist also der eine Phasengleichrichter nicht sehr zuverlässig. Bedenkt man dies, so sind die von uns erzielten Ergebnisse doch einigermaßen nach den Erwartungen ausgefallen. Neben den gerade genannten Gründen für „schlechte“ Meßwerte, kommt in geringen Umfang auch noch die Wahl der Kabel und vor allem deren Anordnung in Betracht. Dennoch haben wir, unseres Erachtens, peinlichst vermieden, mit den Verbindungen zusätzliche Spulen zu realisieren.

# A. Unsere selbstgeschriebenen Programme

In diesem Anhang sind die von uns verwendeten Auswerteprogramme aufgeführt.

## Kommutierungskurve, grober Bereich

```
#!/usr/bin/perl

$fehlerM=0.05;
$count=0;

while(<>)
{
    ($xegal,$y,$I,$fehlerI)=split(" ",$_);

    $M=0.5*55331.297*$y;
    $fM=0.5*55331.297*$fehlerM;
    $Ht=17*$I/(2*3.14159*0.015);
    $fHt=17*$fehlerI/(2*3.14159*0.015);

    if ($count>0)
    {
        $deltaM=$lastM-$M;
        $deltaHt=$lastHt-$Ht;
        $chineu=$deltaM/$deltaHt;
        $fehlerchineu=sqrt(2*(($fM*$fM/($deltaHt*$deltaHt))+(($deltaM*
            $deltaM*$fHt*$fHt/($deltaHt*$deltaHt*$deltaHt*$deltaHt)))));
        $Chi=($chineu+$chialt)/2;
        $fehlera=($fM*$fM/($deltaHt*$deltaHt));
        $fehlerb=($deltaM*$deltaM*$fHt*$fHt/($deltaHt*$deltaHt));
        $fehlerChi=sqrt(($fehlerchineu*$fehlerchineu/4)+($fehlerchialt*
            $fehlerchialt/4));
        $chialt=$chineu;
        $fehlerchialt=$fehlerchineu;
        if ($count>1)
        {
            print $lastHt," ",$Chi," ",$fHt," ",$fehlerChi,"\n";
        }
    }
}
```



```

}
  }
  $count++;
  $lastM=$M;
  $lastHt=$Ht;
}

```

### Kommutierungskurve, feiner Bereich

```

#!/usr/bin/perl

$fehlerM=0.02;
$fehlerI=0.002;
$count=0;

while(<>)
{
  ($xegal,$y,$I)=split(" ",$_);
  $M=0.2*55331.297*$y;
  $fM=0.2*55331.297*$fehlerM;
  $Ht=0.001*17*$I/(2*3.14159*0.015);
  $fHt=0.001*17*$fehlerI/(2*3.14159*0.015);

  if ($count>0)
  {
    $deltaM=$lastM-$M;
    $deltaHt=$lastHt-$Ht;
    $chineu=$deltaM/$deltaHt;
    $fehlerchineu=sqrt(2*(($fM*$fM/($deltaHt*$deltaHt))+(($deltaM*
      $deltaM*$fHt*$fHt/($deltaHt*$deltaHt*$deltaHt*$deltaHt)))));
    $Chi=($chineu+$chialt)/2;
    $fehlera=($fM*$fM/($deltaHt*$deltaHt));
    $fehlerb=($deltaM*$deltaM*$fHt*$fHt/($deltaHt*$deltaHt));
    $fehlerChi=sqrt(($fehlerchineu*$fehlerchineu/4)+($fehlerchialt*
      $fehlerchialt/4));
    $chialt=$chineu;
    $fehlerchialt=$fehlerchineu;
    if ($count>1)
    {
      print $lastHt," ",$Chi," ",$fHt," ",$fehlerChi,"\n";
    }
  }
  $count++;
  $lastM=$M;
  $lastHt=$Ht;
}

```

## Curietemperatur, Graph

```
#!/usr/bin/perl
$fehlery=0.05;
$fT=0.5;

while(<>)
{
    ($T,$y)=split(" ",$_);
    $M=0.5*$y*55331.297;
    $fM=0.5*55331.297*$fehlery;
    print $T," ",$M," ",$fT," ",$fM,"\n";
}
```

## Curietemperatur, Tabelle

```
#!/usr/bin/perl

$stelle=3;
$fehlery=0.05;
$fT=0.5;
$i=1;

while(<>)
{
    ($T,$y)=split(" ",$_);
    $M=0.5*$y*55331.297;
    $Mv=0.5*$y;
    $fMv=$fehlery*0.5;
    $fM=0.5*55331.297*$fehlery;
    if ($i==1)
    {
        print $T," & ",$Mv,"pm",$fMv," & ",$M,"pm",$fM," & ";
        $i=0;
    }
    else
    {
        print $T," & ",$Mv,"pm",$fMv," & ",$M,"pm",$fM,"\n";
        $i=1;
    }
}
```

## Gescherte Kurven, grober Bereich

```
#!/usr/bin/perl

$fehlerI=0.01;
$Hungesch=0.28*54/(2*3.14159*0.015);
$fHungesch=$fehlerI*54/(2*3.14159*0.015);
$M=71930.69;
```

```

$fM=1106.63;
$le=3.14159*0.03;

while (<>)
{
    ($l,$i,$h)=split(" ",$_);
    $ll=$l*0.001;
    $fll=0.05*0.001;
    $Hscher=$i*54/(2*3.14159*0.015);
    $fHscher=$fehlerI*54/(2*3.14159*0.015);
    $Hent=$Hscher-$Hungesch;
    $fHent=sqrt(($fHscher*$fHscher)+($fHungesch*$fHungesch));
    $Nexp=$Hent/$M;
    $fNexp=$Nexp*sqrt(($fHent*$fHent/($Hent*$Hent))+($fM*$fM/($M*$M)));
    $Ntheo=$ll/($ll+$le);
    $fNtheo=sqrt(($le*$le*$fll*$fll/((($le+$ll)*($le+$ll)))+($fle*$fle*$ll*$ll/
    ((($le+$ll)*($le+$ll)))));
    $Chimit=$M/$Hscher;
    $fChimit=$Chimit*sqrt(($fHscher*$fHscher/($Hscher*$Hscher))+($fM*$fM/
    ($M*$M)));
    $chireal=$M/$Hungesch;
    $fchireal=$chireal*sqrt(($fHungesch*$fHungesch/($Hungesch*$Hungesch))+
    ($fM*$fM/($M*$M)));
    $Chimittheo=$chireal/(1+$Ntheo*$chireal);
    $sum1=$fchireal/((($chireal*$Ntheo+1)*($chireal*$Ntheo+1)));
    $sum2=$chireal*$chireal*$fNtheo*$fNtheo/((($chireal*$Ntheo+1)*
    ($chireal*$Ntheo+1)));
    $fChimittheo=sqrt(($sum1*$sum1)+($sum2*$sum2));
    print $l," & ",$Hscher,"pm",$fHscher," & ",$Hent,"pm",$fHent," & ",$Nexp,
        "pm",$fNexp," & ",$Ntheo,"pm",$fNtheo," & ",$Chimit,"pm",$fChimit,
        " & ",$Chimittheo,"pm",$fChimittheo,"\n";
}

```

## Gescherte Kurven, feiner Bereich

```

#!/usr/bin/perl

$fehlerI=0.05;
$Hungesch=0.28*54/(2*3.14159*0.015);
$fHungesch=$fehlerI*54/(2*3.14159*0.015);
$M=71930.69;
$fM=1106.63;
$le=3.14159*0.03;

while (<>)
{
    ($l,$i,$h)=split(" ",$_);
    $ll=$l*0.001;

```

```

$fll=0.05*0.001;
$Hscher=$i*54/(2*3.14159*0.015);
$fHscher=$fehlerI*54/(2*3.14159*0.015);
$Hent=$Hscher-$Hungesch;
$fHent=sqrt(($fHscher*$fHscher)+($fHungesch*$fHungesch));
$Nexp=$Hent/$M;
$fNexp=$Nexp*sqrt(($fHent*$fHent/($Hent*$Hent))+($fM*$fM/($M*$M)));
$Ntheo=$ll/($ll+$le);
$fNtheo=sqrt(($le*$le*$fll*$fll/((($le+$ll)*($le+$ll)))+($fle*$fle*$ll*$ll/
((($le+$ll)*($le+$ll)))));
$Chimit=$M/$Hscher;
$fChimit=$Chimit*sqrt(($fHscher*$fHscher/($Hscher*$Hscher))+($fM*$fM/
($M*$M)));
$chireal=$M/$Hungesch;
$fchireal=$chireal*sqrt(($fHungesch*$fHungesch/($Hungesch*$Hungesch))+
($fM*$fM/($M*$M)));
$Chimittheo=$chireal/(1+$Ntheo*$chireal);
$sum1=$fchireal/((($chireal*$Ntheo+1)*($chireal*$Ntheo+1)));
$sum2=$chireal*$chireal*$fNtheo*$fNtheo/((($chireal*$Ntheo+1)*
($chireal*$Ntheo+1)));
$fChimittheo=sqrt(($sum1*$sum1)+($sum2*$sum2));
print $l," & ",$Hscher,"pm",$fHscher," & ",$Hent,"pm",$fHent," & ",$Nexp,
    "pm",$fNexp," & ",$Ntheo,"pm",$fNtheo," & ",$Chimit,"pm",$fChimit,
    " & ",$Chimittheo,"pm",$fChimittheo,"\n";
}

```

Die oben aufgeführten Programme können betreffs der Ausgabe geändert werden, so daß es sehr einfach sein sollte, gewünschte Zwischenergebnisse zu erhalten.

Diese Programme sind in der Sprache Perl geschrieben. Desweiteren haben wir zur grafischen Darstellung der Meßwerte das Programm `xvgr` verwendet.

# Literaturverzeichnis

Im folgenden wollen wir auf die Versuchsprotokolle der anderen Experimente im Fortgeschrittenenpraktikum, die von uns durchgeführt wurden und das vorliegende Protokoll hinsichtlich der theoretischen Grundlagen ergänzen, verweisen<sup>1</sup>. Außerdem stellen wir eine Liste der Literatur auf, die wir am stärksten (nicht als einzige) zur Vorbereitung und Auswertung nutzten.

- [AP-425] O. Flimm, O. Klar bzw. U. Münch, C. Wolf: *Magnetisierungskurven*, Versuch E 425 im Anfängerpraktikum am II. Physikalischen Institut. Versuchsprotokoll. Köln, 1992
- [AP-427] O. Flimm, O. Klar bzw. U. Münch, C. Wolf: *Operationsverstärker*, Versuch E 427 im Anfängerpraktikum am II. Physikalischen Institut. Versuchsprotokoll. Köln, 1992
- [Fest-1] O. Flimm, U. Münch: *Phasenempfindliche Gleichrichtung*, Versuch 1 im Fortgeschrittenenpraktikum am II. Physikalischen Institut. Versuchsprotokoll. Köln, 1994
- [Fest-16] O. Flimm, U. Münch: *Elektrische Messungen an einem Ferroelektrikum*, Versuch 16 im Fortgeschrittenenpraktikum am II. Physikalischen Institut. Versuchsprotokoll. Köln, 1995
- [Fest-21] O. Flimm, U. Münch: *Mikrowellen*, Versuch 21 im Fortgeschrittenenpraktikum am II. Physikalischen Institut. Versuchsprotokoll. Köln, 1995
- [Kitt] Ch. Kittel: *Einführung in die Festkörperphysik*. 9. verbesserte Auflage. München/Wien: Oldenbourg-Verlag, 1991
- [Feyn-2] R. P. Feynman: *Vorlesungen über Physik, Band 2: Hauptsächlich Elektromagnetismus und Struktur der Materie*. Oldenbourg Verlag, 1963
- [Kne] E. Kneller: *Ferromagnetismus*. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer Verlag, 1962
- [Mor] A. H. Morrish: *The Physical Principles of Magnetism*. New York, London, Sydney: John Wiley & Sons, Inc., 1965

---

<sup>1</sup>Wir möchten darauf hinweisen, daß wir hier auch Quellen angeben, die nicht allgemein verfügbar sind, bzw. gar nicht veröffentlicht wurden. Dies geschieht *ausschließlich*, damit *wir*, die Praktikanten, später noch wissen, wo sich in unseren Materialien noch ergänzende Hinweise befinden. Wir bitten den Betreuer des Versuches über solche Literaturzitate hinwegzusehen; wir sind natürlich bereit, auch solche Stellen z.B. als Kopie zur Verfügung zu stellen, wenn dies gewünscht wird.

# Index

- Anisotropieenergie, 7
- Antiferromagnetismus, 5
- Austauschenergie, 4
  
- Barkhausen-Sprünge, 8
- Bloch-Wände, 7
- Bohr'sches Magneton, 3
  
- Curie-Gesetz, 4
- Curie-Konstante, 4
- Curie-Temperatur, 4, 10
  
- Diamagnetismus, 2
- Domänen, 6
- Domänen-Drehungen, 8
  
- Entmagnetisierungsfaktor, 12
- Entmagnetisierungsfeld, 11
  
- Ferrimagnetismus, 5
- Ferrite, 5
- Ferromagnetismus, 5
- freilaufender Betrieb, 16
  
- gescherte Hysteresen, 13
  
- Hund'sche Regeln, 4
- Hysteresekurven, 9
  
- Integrator, 15
  
- Koerzitivfeldstärke, 9
- Kommutierungskurve, 10
  
- Landé-Faktor, 3
- Larmorfrequenz, 2
- Lenz'sche Regel, 3
- Luftinduktor, 14
- Luftspalt, 11
  
- Magnetisierung, 1
- Magneton, Bohr'sches, 3
- Meßtechnik, 14
- Mittelwertbilder mit Operationsverstärker, 15
  
- Neukurve, 9
  
- Paramagnetismus, 3
- Pauli-Prinzip, 4
- Permeabilität, 2
- phase-locked-Betrieb, 16
- Phasenübergang, 11
- phasenempfindliche Gleichrichtung, 15
- Präzession, 2
  
- Remanenz, 9
- Ringkern mit Luftspalt, 11
  
- Sättigungsmagnetisierung, 9
- scheinbare Suszeptibilität, 13
- Scherung der Hysteresen, 13
- Skalierungsfaktor, 21
- Spiegelmethode, 21
- Spinell-Struktur, 5
- Suszeptibilität, 2
  - diamagnetische, 3
  - scheinbare, 13
  - wahre, 13
  
- wahre Suszeptibilität, 13
- Wandverschiebungen
  - irreversibel, 8
  - reversibel, 7
- Weiß'sche Bezirke, 6