

# Vektorielle Magnetometrie mit MOKE

Laborpraktikum im Rahmen des Fortgeschrittenenpraktikums

Stefan Ostrowski

XXXXXXXXXXXXXXXXXXXX

XXXXXXXXXXXXXXXXXXXX

XXXXXXXXXXXXXXXXXXXX

Mai 2000

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Magnetismus</b>	<b>1</b>
2.1	Diamagnetismus . . . . .	1
2.2	Paramagnetismus . . . . .	1
2.3	Kollektiver Magnetismus . . . . .	2
2.3.1	Thermodynamische Beschreibung . . . . .	3
2.3.2	Formanisotropie und magnetokristalline Anisotropie . . . . .	4
2.3.3	Der Spinreorientierungsübergang . . . . .	5
2.3.4	Ferromagnetismus . . . . .	7
2.3.5	Ferrimagnetismus . . . . .	7
2.3.6	Antiferromagnetismus . . . . .	7
2.4	Magnetische Domänen . . . . .	8
2.4.1	Kristallenergie . . . . .	9
2.4.2	Austauschenergie . . . . .	9
2.4.3	Feldenergie . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Magnetooptik</b>	<b>10</b>
3.1	Magnetischer Dichroismus . . . . .	11
3.2	Der magnetooptische Faraday-Effekt . . . . .	12
3.3	Voigt-, Cotton-Mouton- und Majorana-Effekt . . . . .	12
3.4	Der magnetooptische Kerr-Effekt . . . . .	13
<b>4</b>	<b>Jones-Formalismus</b>	<b>15</b>
<b>5</b>	<b>Vektorielle Magnetometrie</b>	<b>16</b>
5.1	Einfallender Strahl . . . . .	16
5.2	Reflektionsmatritzen . . . . .	16
5.3	Analysator . . . . .	17
5.4	Unmagnetischer Fall . . . . .	18
5.5	Magnetischer Fall . . . . .	18

<b>6</b>	<b>Lock-in Verstärker</b>	<b>20</b>
6.1	Funktionsprinzip des Lock-In Verstärkers	20
6.2	Die Correlations Funktion und Fourier Transformation	22
6.3	Die Correlations Funktion	22
<b>7</b>	<b>Versuch</b>	<b>24</b>
7.1	Versuchsaufbau	24
7.2	Programm	26
7.3	Ergebnisse	28
7.3.1	Longitudinaler Kerr-Effekt	28
7.3.2	Vektorielle Magnetometrie	31
<b>8</b>	<b>Programm</b>	<b>41</b>
8.1	Hauptprogramm	41
8.2	Unit Vereinbarung der globalen Variablen	48
8.3	Unit für Messabläufe	49
8.4	Unit zur Ausgabe von Daten	58
8.5	Unit Interface zur Messkarte	60
8.6	Unit Interface zur Schrittmotorkarte	61
8.7	Fenster für Einstellungen	65

## Abbildungsverzeichnis

1	Ausrichtung der Spins bei Ferromagneten, Ferrimagneten und Antiferromagneten.	2
2	Magnetische Anisotropie aufgetragen gegen die Schichtdicke.	6
3	Temperaturabhängigkeit der Anisotropiekonstanten.	6
4	Zusammenhang zwischen dem Atomabstand und der Lage der Energieniveaus.	7
5	Magnetische Hysterese.	8
6	Schematische Darstellung der magnetischen Domänen eines ferromagnetischen Kristalls.	8
7	Ausrichtung der Spins in einer -BLOCH-Wand.	9
8	Verschiedene Aufteilung eines Ferromagneten in Domänen.	10
9	Ausrichtung der Spins in einer Néel-Wand.	10
10	Drehung des elektrischen Feldvektors bei dem FARADAY-Effekt.	12
11	VOIGT-, COTTON-MOUTON- und MAJORANA-Effekt.	13
12	Magnetooptischer KERR-Effekt.	13
13	Prinzipaufbau eines Lock-In-Verstärkers	21
14	Signalverläufe am Lock-In, wenn Nutzsignal und Referenz in Phase sind	21
15	Aufbau des Kerrmagnetometers und Beschaltung der Elektronik.	25
16	Hauptfenster	26
17	Fenster für Automatisierte Messungen	27
18	Einstellungen für die Messungen	27
19	Kalibrierung des Magnetfeldes für den longitudinalen Kerr-Effekt.	28
20	Hysteresekurven des Longitudinalen Kerr-Effektes einer dünnen Eisenschicht.	29
21	Hysteresekurven des Longitudinalen Kerr-Effektes für die leichte Achse.	30
22	Hysteresekurven des Longitudinalen Kerr-Effektes für die schwere Achse.	31
23	Magnetische Anisotropieenergie.	32
24	Remanenz.	32
25	Gemittelte Kurven für die schwere und leichte Achse.	33
26	Remanenz.	33
27	Eichung des Magnetfeldes	33
28	Eichung der Faraday-Rotation	34
29	Polarscan	35

30	Polarscan . . . . .	36
31	Theoretische Kurve des Moke Winkels . . . . .	37
32	Hysteresen der Leichten Achse . . . . .	37
33	Hysteresen für eine um 10° aus der leichten Achse herausgedrehte Probe . . . . .	38
34	Hysteresen für eine um 45° aus der leichten Achse herausgedrehte Probe . . . . .	38
35	Hysteresen für eine um 70° aus der leichten Achse herausgedrehte Probe . . . . .	39
36	Rotation der Magnetisierung in der Probenoberfläche . . . . .	39
37	Hysteresen der Schweren Achse . . . . .	40
38	Rotation der Magnetisierung in der Probenoberfläche für die harte Achse . . . . .	40

## 1 Einleitung

## 2 Magnetismus

Der Zusammenhang zwischen magnetischer Feldstärke  $\vec{H}$  und magnetischer Induktion (oder Flußdichte)  $\vec{B}$  ist im Vakuum durch  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$  gegeben. Im materiefüllten Raum gilt diese Beziehung nicht mehr, denn die Atome oder genauer deren Elektronen wechselwirken mit dem Magnetfeld und nehmen dadurch Einfluß auf die Induktion. Dieser Einfluß kann durch einen Faktor  $\mu$  (oder auch  $\mu_r$ ) berücksichtigt werden, die magnetische Permeabilität. Die magnetische Permeabilität ist streng genommen ein dreidimensionaler Tensor zweiter Stufe, aber in der Regel ist die Anisotropie der magnetischen Eigenschaften klein, so daß man  $\mu$  in guter Näherung als Skalar betrachten kann. Damit ergibt sich als Zusammenhang zwischen  $\vec{B}$  und  $\vec{H}$  im materiefüllten Raum

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$$

Dem Einfluß der Materie kann auch additiv in Form einer Magnetisierung  $\vec{M}$  oder einer Polarisation  $\vec{J}$  Rechnung getragen werden, wobei  $\vec{j} = \mu_0 \vec{M}$  gilt. Durch Einführung einer alternativen Materialgröße  $\chi$ , der Suszeptibilität kann man diesen Einfluß berücksichtigen

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{J} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 (\vec{H} + \chi \vec{H}) = \mu_0 \vec{H} (1 + \chi) = \mu_0 \mu \vec{H}$$

Es gilt also  $\mu = 1 + \chi$ . Zu beachten ist, daß die Materialgrößen  $\mu$  bzw.  $\chi$  keine Konstanten sein müssen; sie können insbesondere von der Feldstärke  $\vec{H}$  selbst abhängen, was beispielsweise bei Ferromagneten der Fall ist.

Die magnetischen Eigenschaften von Materie können sehr unterschiedlich sein; eine einfache Einteilung, die einem Großteil der bekannten Stoffe genügt, läßt sich mit zwei verschiedenen Erscheinungsformen des Magnetismus vornehmen: Paramagnetismus und Diamagnetismus. Im weiteren werden die magnetischen Eigenschaften von Materie exemplarisch an Festkörpern erklärt.

### 2.1 Diamagnetismus

Die Elektronen der Atome eines Festkörpers besitzen zwei verschiedene magnetische Momente: ein Bahn- und ein Spinnmoment. Abgeschlossene Elektronenschalen zeichnen sich dadurch aus, daß sie kein resultierendes magnetisches Moment besitzen, der Gesamtdrehimpuls  $J$  verschwindet. Ein äußeres Magnetfeld verursacht eine Präzession des Drehimpulsvektors der Elektronenbahnen (LARMOR-Präzession), die eine nach der LENZschen Regel dem äußeren Feld entgegengesetzte Magnetisierung induziert. Diese magnetische Erscheinungsform nennt man Diamagnetismus. Eine diamagnetische Wirkung geht aber nicht nur von abgeschlossenen Schalen aus, sondern von allen Schalen, in denen nur gepaarte Elektronen sind, denn bei diesen kompensieren sich die Spins paarweise. Diamagnetismus ist damit ein reiner Bahndrehimpulseffekt. Durch die entgegengesetzte Magnetisierung des Materials wird das äußere Feld geschwächt - die diamagnetische Suszeptibilität  $\chi \ll 0$  ist mit einer typischen Größenordnung von  $10^{-5}$ . Sie ist nahezu temperaturunabhängig. Ist das äußere Feld inhomogen, so wird der Diamagnet aus dem Magnetfeld herausgedrängt.

Da alle Atome (bis auf Wasserstoff) wenigstens eine abgeschlossene Elektronenschale besitzen, tritt immer eine diamagnetische Suszeptibilität auf, doch ist diese nicht unbedingt die einzige. Diamagnetismus tritt bei vielen Stoffen auf, da auch Atome mit nicht abgeschlossenen Schalen durch chemische Bindung abgeschlossene Molekülorbitale bilden können.

### 2.2 Paramagnetismus

Besitzt ein Atom nicht abgeschlossene Elektronenschalen, so gibt es mehrere verschiedene Möglichkeiten, die Elektronen auf diese Schalen mit dem PAULI-Prinzip verträglich zu verteilen. Nach den HUNDSchen Regeln verteilen sich die Elektronen so auf die Niveaus der freien Schale, daß der Gesamtspin  $S$  maximiert wird: Die Spins ordnen sich möglichst parallel aus, denn aus der Forderung nach Asymmetrie der Gesamtwellenfunktion

folgt aus einem symmetrischen Spinanteil  $S$  ein antisymmetrischer Bahnanteil  $L$  und damit ein größerer mittlerer Abstand der Elektronen voneinander - die elektrostatische Energie verringert sich. Gleichzeitig sind die Elektronen bestrebt, auch ihren Bahndrehimpuls  $L$  zu maximieren. Ist die Schale halbvoll, so ist der Spinanteil maximal und der Bahnanteil verschwindet. Da Spin- und Bahndrehimpuls entgegengesetzt orientiert sind, gilt für den Gesamtdrehimpuls weniger als halbgefüllter Schalen  $J=L-S$ . Fügt man einer halbgefüllten Schale weitere Elektronen hinzu, so müssen diese ihren Spin antiparallel zu den vorhandenen Elektronen und damit parallel zu  $L$  ausrichten, woraus sich für den Gesamtdrehimpuls  $J=L+S$  ergibt. In jedem Fall bleibt ein resultierender Gesamtdrehimpuls  $J$  übrig, der sich in einem äußeren Magnetfeld ausrichtet und dieses dadurch verstärkt. Die dadurch hervorgerufene Suszeptibilität nennt man paramagnetisch.

Die Suszeptibilität von Paramagneten ist  $\chi > 0$  ( $\mu > 1$ ), und ihr Betrag ist von derselben Größenordnung wie bei Diamagneten. Anhand der Temperaturabhängigkeit kann man zwei Arten von Paramagnetismus unterscheiden: Paramagnetische Metalle besitzen eine nahezu temperaturunabhängige Suszeptibilität (PAULI-Suszeptibilität), die durch das freie Elektronengas der Leitungselektronen hervorgerufen wird. Bei  $T=0$  sind alle Energieniveaus bis zur FERMI-Kante mit zwei Elektronen besetzt. Im äußeren Feld werden die Energien der Bänder der Elektronen je nach Spinrichtung um  $\pm\mu_B B$  angehoben oder abgesenkt, so daß die beiden Bänder ungleich besetzt sind und ein Nettospinmoment resultiert. Der Paramagnetismus von Metallen ist allerdings deutlich kleiner als der paramagnetischer Kristalle (Größenordnung  $10^{-6}$ ), da sich nur die Spins von Elektronen im Energieintervall  $2\mu_B$  um die FERMI-Kante herum im Feld ausrichten können. Alle anderen Elektronen liefern einen diamagnetischen Beitrag, der den paramagnetischen reduziert. Bei Metallen hoher Ordnungszahl mit vielen Elektronen wie z.B. Gold, Silber und Kupfer überwiegt sogar der diamagnetische Anteil gegenüber dem paramagnetischen. Die geringe Temperaturabhängigkeit ist eine Ursache der geringen Abhängigkeit der Zustandsdichte der Elektronen an der FERMI-Kante von der Temperatur.

Die andere Form des Paramagnetismus ist hingegen durch eine starke Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität charakterisiert: Da die thermische Bewegung der Atome der Ausrichtung der Spins entgegenwirkt, ist die Suszeptibilität antiproportional zu  $T$  (CURIE-Gesetz). Sie tritt beispielsweise bei Ionenkristallen der Übergangsmetalle auf.

Ohne äußeres Magnetfeld sind die nicht abgesättigten Spins eines paramagnetischen Stoffes nicht ausgerichtet, sondern statistisch verteilt. Ein magnetisches Moment entsteht erst beim Anlegen eines Feldes. Das muß aber nicht immer der Fall sein: Gewisse Materialien weisen auch ohne äußeres Feld eine sog. spontane Magnetisierung auf, die durch eine Ordnung der Spinstrukturen verursacht wird. Solche Stoffe nennt man nicht paramagnetisch, sondern man spricht von Ferro-, Antiferro- und Ferrimagnetismus.

Der Unterschied ist in der folgenden Abb. skizziert: Bei Ferromagneten ist Magnetisierung über größere Bereiche gleich und muß über die gesamte Probe nicht notwendigerweise verschwinden. Bei Antiferromagneten sind die Spins vollständig antiparallel ausgerichtet, während bei Ferrimagneten die Spins der Untergitter zwar antiparallel ausgerichtet sind, aber die Untergitter verschieden viele Gitterplätze besitzen, so daß eine über die gesamte Probe resultierende Magnetisierung übrigbleibt.

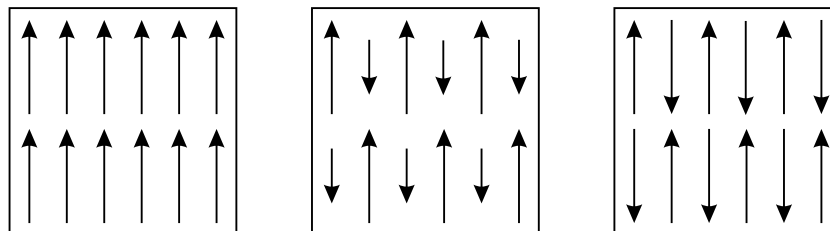


Abbildung 1: Ausrichtung der Spins bei Ferromagneten (links), Ferrimagneten (Mitte) und Antiferromagneten (rechts).

### 2.3 Kollektiver Magnetismus

Ferromagnetismus, Antiferromagnetismus und Ferrimagnetismus sind Erscheinungsformen des Magnetismus, die durch eine spontane kollektive Ordnung der permanenten magnetischen Momente, der Magnetisierung  $M$ , eines Festkörpers gekennzeichnet sind. Oberhalb einer kritischen Temperatur (Curie-Temperatur  $T_C$  für Ferro-

und Ferrimagnete und Néel-Temperatur  $T_N$  für Antiferromagnete) verhalten sich die Materialien wie normale Paramagnete. Dirac und Heisenberg haben 1962, unabhängig voneinander, die quantenmechanische Austauschwechselwirkung als entscheidende Ursache für den kollektiven Magnetismus erkannt. Die Austauschwechselwirkung beruht auf dem Pauli-Prinzip und der Coulomb-Wechselwirkung: das Pauli-Prinzip verhindert, daß zwei Elektronen mit gleichem Spin den gleichen Orbitalzustand besetzen, so daß die effektive elektrostatische Coulombabstoßung für ein Paar von Elektronen gleichen Spins schwächer ist als für Elektronen antiparallelen Spins und somit die Gesamtenergie durch die Aufhebung der energetischen Entartung bezüglich der relativen Spineinstellung der Atome des Festkörpers verringert werden kann. Eine akzeptable Beschreibung der Austauschwechselwirkung wird durch das Heisenberg Modell geliefert. Der entsprechende Modellhamiltonoperator mit klassischen Spins des Betrags  $S$ , lokalisiert an den Atomorten  $i, j$  und der Austauschkonstanten  $J_{ij}$ , die die interatomare Austauschwechselwirkung zwischen den Spins beschreibt, lautet:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j$$

Offensichtlich hängt die Heisenbergsche Austauschwechselwirkung vom Skalarprodukt  $\vec{S}_i \vec{S}_j$  ab. Ein Skalarprodukt ist invariant bezüglich der Wahl des Koordinatensystems und die Energie ist nur eine Funktion des Betrages der Magnetisierung  $M = g\mu_B \langle S_Z \rangle$  aber nicht eine Funktion der Richtung der Magnetisierung  $\widehat{M} = \vec{M}/M$ , d.h. die Austauschwechselwirkung ist isotrop. Isotrop sind auch die kritische Temperatur und die Sättigungsmagnetisierung.

Auf der anderen Seite ist es eine wohlbekannte Tatsache aus dem Alltag, daß die Magnetisierung im allgemeinen in eine bevorzugte Richtung weist. Der Magnetismus spielt sich im kristallinen Festkörper ab, und tatsächlich liegt die Magnetisierung bevorzugt entlang gewisser Kristallachsen, aber auch in Richtungen, die bestimmt sind durch die makroskopische Form des Körpers. Den erstgenannten Beitrag zur Anisotropie nennt man die Kristallanisotropie oder magnetokristalline Anisotropie und den zweitgenannten Formanisotropie oder Entmagnetisierungsanisotropie.

Verallgemeinert bezeichnet die magnetische Anisotropieenergie den Beitrag der magnetischen Energie, der von der Richtung der Magnetisierung  $\widehat{M}$  abhängt. Die Energie, die benötigt wird, die Magnetisierung von der Richtung minimaler Energie in die Richtung maximaler Energie zu drehen, beträgt für Übergangsmetalle größenordnungsmäßig zwischen  $10^{-3}$  meV/Atom.

1937 erkannte Vleck, daß relativistische Effekte die mikroskopische Ursache für den Bruch der Rotationsinvarianz bezüglich der Spinquantisierungsachsen sind und daß relativistische Korrekturen zur ansonsten nichtrelativistischen Beschreibung des Magnetismus die Anisotropie qualitativ beschreiben. Diese relativistischen Korrekturen sind (i) die Klassische Dipol-Dipol-Wechselwirkung und (ii) die Spin-Bahn Kopplung. Dabei ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung die Ursache für die Formanisotropie und die Spin-Bahn Kopplung, die den Spin an das Kristallgitter koppelt, ist die Ursache für die magnetokristalline Anisotropie.

Für stark anisotrope Materialien, Materialien mit Oberflächen und/ oder Grenzflächen, wie z.B. für ultradünne Filme oder für magnetische Schichtsysteme, hat Néel bereits darauf hingewiesen, daß die Reduktion der Symmetrie verknüpft mit der Änderung der lokalen Bindungsverhältnisse, verglichen zum Volumen, zu einem stark modifizierten Beitrag der Anisotropieenergie führt: der Oberflächenanisotropie bzw. der Grenzflächenanisotropie. Sie ist einige Größenordnungen größer als die Volumenanisotropie der kubischen Volumen-kristalle Eisen oder Nickel.

### 2.3.1 Thermodynamische Beschreibung

Wir betrachten eine magnetische Probe mit der Magnetisierung  $\vec{M} = M\widehat{M}$ . Die Probe sei einkristallin und magnetisch eindomänig. Diese Einschränkung an die Probe garantiert, daß der Betrag der Magnetisierung  $M$  über der ganzen Probe konstant ist und daß der Einheitsvektor der Magnetisierung  $\widehat{M}$  über der ganzen Probe unidirektional ist. Relativwinkel zwischen verschiedenen Magnetisierungsrichtungen treten nicht auf und die Austauschwechselwirkung kann bei der folgenden Beschreibung unberücksichtigt bleiben.

Die Stärke der magnetischen Anisotropie kann man durch Messen von Magnetisierungskurven bestimmen. Unter einer Magnetisierungskurve  $M_H(H)$  versteht man die Komponente der Magnetisierung  $\vec{M}$  in Richtung

des angelegten Feldes  $\vec{H}$ , dargestellt als Funktion von  $H$ . Das angelegte Feld  $\vec{H}$  ist uniform und homogen und das Experiment wird bei konstanter Temperatur  $T$  durchgeführt. One angelegtes Feld liegt die Magnetisierung entlang der Richtung minimaler Energie. Um die Magnetisierung aus der leichten Achse Herauszdrehen, muß das äußere Feld Arbeit leisten, die im magnetischen Kristall gespeichert wird. Dies ist die magnetische Anisotropieenergie. Sie ist definiert durch die Arbeit  $W = \int \vec{H} d\vec{M}$ , die benötigt wird, die Magnetisierung der Probe entlang einer gewissen Richtung, relativ zur leichten Richtung, auszurichten.

Wird diese Arbeit bei konstanter Temperatur durchgeführt, so ist die Anisotropieenergie gerade die Differenz freier Energie  $F$ . Wir sehen dies, indem wir zuerst die Definition der freien Energie  $F$  hinschreiben:

$$F = U - TS$$

Unter Berücksichtigung des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik

$$dU = dQ - dW$$

erhalten wir die Änderung der freien Energie:

$$dF = -dW - SdT$$

und als Folge konstanter Temperatur folgt:

$$F = \int -dW$$

Für ein homogenes und isotropes ferromagnetisches System kann man die magnetische Energie, unter Vernachlässigung von Randeffekten, von dem Winkel  $\theta$  zwischen Magnetisierung und äußerem Feld angeben als

$$E_m = -H J_s \cos(\theta) = J_s \epsilon_m.$$

Dabei wurde die Energie auf die Sättigungsmagnetisierung bezogen.  $\epsilon_m$ , die Energiedichte, wird minimal, wenn die Magnetisierung parallel und maximal wenn diese antiparallel zum Feld liegt. Existieren energetisch begünstigte Richtungen, so liegt eine Anisotropie vor.

### 2.3.2 Formanisotropie und magnetokristalline Anisotropie

Die Energiedichte, respektive das thermodynamische Potential  $G(\widehat{M})$  kann als Funktion der Magnetisierungsrichtung  $\widehat{M}$ , sowohl von der Richtung der Magnetisierung relativ zu den Kristallachsen als auch von der Richtung relativ zur Form bzw. Gestalt des ferromagnetischen Körpers abhängen.

Um diese zwei Beiträge zur Anisotropie herauszuarbeiten, betrachten wir die folgenden zwei Beispiele:

(i) Wir betrachten eine Fe-Kugel. Die Form ist isotrop und es gibt keinen Beitrag zur magnetischen Anisotropie durch die Form des Körpers. Für Fe ist die [100] Richtung (bzw. die 5 weiteren äquivalenten Richtungen [010], [001],  $[\bar{1}00]$ ,  $[0\bar{1}0]$ ,  $[00\bar{1}]$ ) die leichte Achse der Magnetisierung. Kleine externe Felder reichen aus, die Kugel entlang dieser Richtung zu magnetisieren. Für Magnetisierungen entlang anderer Richtungen sind größere Magnetfelder nötig. Maximale Felder werden für die [101] Richtung benötigt. Dies sind dann die schweren Achsen der Magnetisierung. In diesem Beispiel hängt die Energie nur von der Richtung der Magnetisierung relativ zum Kristallgitter ab und man nennt sie die magnetokristalline Anisotropie oder Kristallanisotropie.

(ii) Zum zweiten betrachten wir eine Fe-Platte, die entlang der kristallographischen Achsen geschnitten wurde. Mißt man die Magnetisierungskurven für die Richtungen senkrecht zur Platte [001] oder parallel zur Platte [100], so werden unterschiedliche Ergebnisse beobachtet, obwohl die beiden Achsen kristallographisch äquivalent sind. Es gibt also einen zweiten Beitrag zur Anisotropie, der von der relativen Orientierung der

Magnetisierung zur Form der Probe abhängt. Dieser ist die Form- oder Gestaltsanisotropie, die der Kristallanisotropie überlagert ist. Die Gesamtanisotropie kann deshalb als Summe beider Beiträge zusammengefaßt werden:

$$G(\widehat{M}) = G_{\text{Krist.}}(\widehat{M}) + G_{\text{Form}}(\widehat{M}).$$

Es ist klar, daß die magnetokristalline Anisotropie eine rein intrinsische Materialeigenschaft des betrachteten magnetischen Materials ist, während die Formanisotropie geometrischen Charakters ist. Die Formanisotropie ist eine reine Folge der klassischen Dipol-Dipol-Wechselwirkung, während die Kristallanisotropie eine Folge der Spin-Bahn-Wechselwirkung ist und in höherer Ordnung von den dipolaren Wechselwirkungen bestimmt ist.

Auf der Grundlage eines phänomenologischen Paarwechselwirkungsmodells hat Néel als erster darauf hingewiesen, daß sich die Atome, die sich in der Umgebung einer Grenzfläche befinden, anderen Symmetriebedingungen und einer anderen lokalen Umgebung ausgesetzt sehen als die Volumenatome und daß daraus zusätzliche Beiträge zur magnetischen Anisotropie erwachen. Insbesondere führt eine Grenzfläche im Vergleich zum Volumen oftmals zu einer Symmetrierniedrigung und damit zu Anisotropietermen niedriger Ordnung, die im Volumen verboten sind. Daher sind niedrig dimensionale Systeme wie magnetische Schichtsysteme, ultradünne Filme oder Nanodrähte gerade durch die Oberflächen oder Grenzflächen bestimmt.

Anisotropien können unterschiedliche Symmetrien aufweisen. Drei wollen wir nun näher erläutern. Bei der uniaxialen Anisotropie existiert eine leichte Richtung und  $90^\circ$  dazu eine harte Richtung. Die Richtung der leichten Achse ist um den Winkel  $\theta_a$  gegen die Richtung des äußeren Feldes gedreht. Der Energieausdruck, der dieses Verhalten repräsentiert, lautet:

$$\epsilon_a = -H_a \cos^2(\theta - \theta_a),$$

dabei ist  $H_a$  das Koerzitivfeld der uniaxialen Anisotropie.

Bei der kubischen Anisotropie existieren senkrecht zueinander zwei leichte Richtungen, und jeweils  $45^\circ$  gedreht dazu zwei schwere Richtungen. Die Leichte Achse ist um den Winkel  $\theta_k$  gegen die Feldrichtung gedreht. Der Energieausdruck für dieses Verhalten lautet:

$$\epsilon_k = -H_k \cos^2(\theta - \theta_k) \sin^2(\theta - \theta_k),$$

dabei ist  $H_a$  das Koerzitivfeld der kubischen Anisotropie.

Bei der unidirektionalen Anisotropie ist das System nicht invariant unter einer Drehung um  $180^\circ$ . Eine Folge hieraus ist, daß die Hysteresekurve nicht punktsymmetrisch zum Nullfeld liegt, sondern auf der x-Achse verschoben ist. Der Energieausdruck lautet in diesem Falle

$$\epsilon_d = -H_d \cos(\theta - \theta_u),$$

dabei ist  $H_d$  die Verschiebung längs der x-Achse.

### 2.3.3 Der Spinreorientierungsübergang

Experimentell wird eine effektive Anisotropiekonstante  $K^{\text{eff}}$  bestimmt, die man sich im Sinne von Néel als Superposition der Anisotropiekonstanten der Oberfläche oder Grenzfläche und der des Volumens

$$K^{\text{eff}} = K^V + 2 \frac{K^S}{t}$$

vorstellt, wobei  $t$  die Dicke der magnetischen Probe ist und wir von 2 Oberflächen ausgehen.  $K^V$  und  $K^S$  werden dann bestimmt, indem man  $K^{\text{eff}} \cdot t$  gegen die Dicke  $t$  aufträgt. Die Steigung ergibt dann  $K^V$  und der Schnittpunkt mit der  $t = 0$  Achse  $K^S$ .

Das Vorzeichen der magnetokristallinen Oberflächenanisotropie kann in Abhängigkeit von Details der Grenzfläche positiv oder negativ sein.

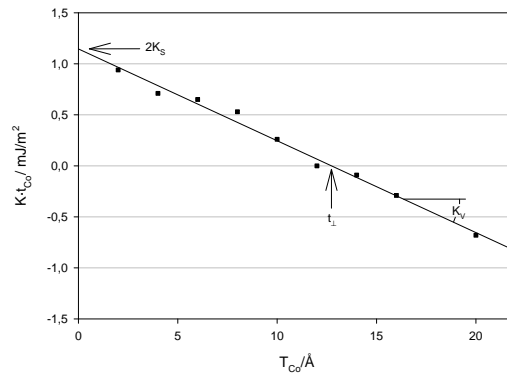


Abbildung 2: Magnetische Anisotropie pro Einheitsfläche pro Co-Lage aufgetragen gegen die Co-Dicke einer Co/Pd Multilage. Die Steigung gibt den Volumenbeitrag der Anisotropie, der Schnittpunkt mit der y-Achse ist gleich zwei mal der Oberflächenanisotropie.

Die Volumenanisotropie eines Films ist dominiert durch die Formanisotropie, die immer die Orientierung der Magnetisierung in der Filmebene bevorzugt. Ist aber  $K_1^S$  positiv, so begünstigt die magnetokristalline Oberflächenanisotropie die Orientierung der Magnetisierung senkrecht zur Filmebene. Dadurch entsteht eine Filmdickenabhängige Konkurrenz zwischen senkrechter Magnetisierung und Magnetisierung in der Ebene. Das heißt, für dicke Filme dominiert immer der Volumenbeitrag und die Magnetisierung liegt in der Ebene, wobei das relative Gewicht der Oberfläche bei abnehmender Schichtdicke des Films zunimmt und sich die Magnetisierung unter einer kritischen Schichtdicke von wenigen Atomlagen ( $\sim 10 \text{ \AA}$ ) schließlich in Richtung der Filmmormalen umorientiert. Filme mit senkrechter Magnetisierung haben ein hohes technologisches Anwendungspotential im Bereich magnetooptischer Speichermedien.

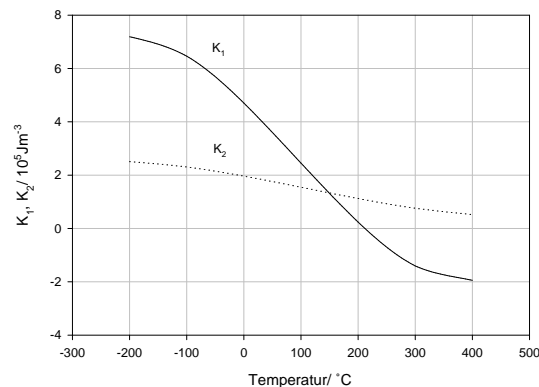


Abbildung 3: Temperaturabhängigkeit der Anisotropiekonstanten von Co. Für  $T < 200^\circ\text{C}$  ist die c-Achse die leichte Achse; für  $T > 200^\circ\text{C}$  liegt die leichte Achse in der Grundebene des Kristalls.

Die Anisotropieenergie ist sehr empfindlich von der Temperatur abhängig. Diese Eigenschaft wird durch die Tatsache beschrieben, daß die Anisotropiekoeffizienten von der Temperatur abhängen. Die relative Variation der Anisotropiekonstanten mit der Temperatur kann zu einer Änderung der leichten Achse führen. Dies ist der sogenannte Spinreorientierungsübergang. Im allgemeinen findet der Reorientierungsübergang immer dann statt, wenn die zweite Ordnungskonstante  $K_1$  als Funktion der Temperatur das Vorzeichen wechselt, wie z.B. im Falle von Co.

### 2.3.4 Ferromagnetismus

Ferromagnetismus ist ein typisches kollektives Phänomen, das nur bei Festkörpern auftritt. Der Aufbau der Atomhülle geschieht hierbei nicht für jedes Atom einzeln, sondern nur für alle Atome des Kristalls zusammen nach den HUNDSchen Regeln. Dies ist unmittelbar einsichtig, denn in Festkörpern hat man es nicht mit einzelnen Atomen mit diskreten Energieniveaus zu tun, sondern die Energieniveaus aller Kristallatome bilden eine Bandstruktur. Bei der Auffüllung des Valenzbandes konkurrieren zwei Effekte: sollen die Spins parallel ausgerichtet sein, so müssen Elektronen in unbesetzte Niveaus oberhalb der FERMI-Kante angehoben werden; dadurch verringert sich die elektrostatische Abstoßung zwischen den Elektronen. Bei einer hohen Zustandsdichte an der FERMI-Kante liegen die Energieniveaus sehr dicht, so daß die Elektronen nur einen kleinen Energiebetrag benötigen, um ihre Spins parallel stellen zu können.

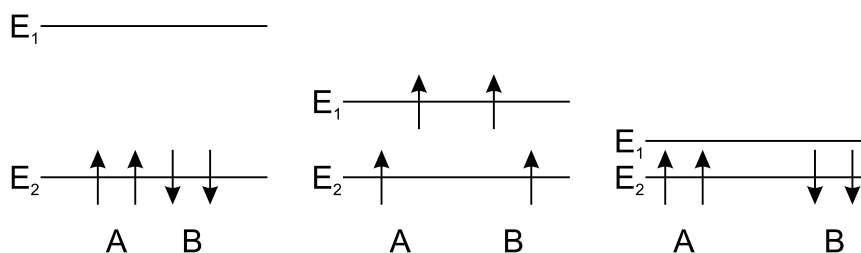


Abbildung 4: Zusammenhang zwischen dem Abstand zweier Atome A und B im Kristall, der Lage der Energieniveaus an der FERMI-Kante und der Kopplung der Elektronen.

Die Zustandsdichte hängt unter anderem vom Atomabstand im Kristall ab. Ist der interatomare Abstand groß, so liegen Energieniveaus an der FERMI-Kante zwar sehr dicht, aber der Energiegewinn durch Parallelstellung der Spins ist nicht von Bedeutung, da auch die COULOMB-Wechselwirkung klein ist (rechte Skizze). In diesem Fall beobachtet man keine Tendenz zur spontanen Magnetisierung, und der Kristall ist paramagnetisch. Ist der Atomabstand hingegen groß, so liegen die Energieniveaus zu weit auseinander, um einen Energiegewinn zu realisieren (linke Skizze). Es gibt nur einen relativ kleinen Bereich interatomarer Abstände (mittlere Skizze), in dem der Energiegewinn durch parallele Ausrichtung der Spins größer ist als der Verlust durch die Anhebung der Energieniveaus. Im Bändermodell sind die beiden Bänder für spin up - und spin down -Elektronen gegeneinander um die Austauschenergie verschoben und schneiden deshalb die FERMI-Kante an unterschiedlichen Stellen; deshalb sind die beiden spin aufgespaltenen Bänder unterschiedlich besetzt.

Wie beim Paramagnetismus wirkt auch hier die thermische Bewegung der Atome der strengen Spinkorrelation entgegen, und oberhalb einer Sprungtemperatur, der CURIE-Temperatur  $T_C$ , verschwindet die spontane Magnetisierung völlig und die Probe zeigt nur noch paramagnetisches Verhalten. Ferromagnetismus tritt nur bei wenigen Elementen auf: Lediglich die Übergangsmetalle Eisen ( $T_C=1043\text{K}$ ), Kobalt ( $1404\text{K}$ ) und Nickel ( $631\text{K}$ ), bei denen der Ferromagnetismus auf die 3d-Elektronen zurückzuführen ist, sowie die Lanthaniden Gadolinium ( $289\text{K}$ ), Dysprosium ( $85\text{K}$ ) und Holmium ( $20\text{K}$ ), bei denen er von den 4f-Elektronen verursacht wird, zeigen ferromagnetisches Verhalten.

### 2.3.5 Ferrimagnetismus

Ferrimagnetismus tritt nur bei einer Klasse von Stoffen auf, den Ferriten. Die Kristallstruktur der Ferrite zeichnet sich durch zwei verschachtelte Untergitter mit unterschiedlich vielen Gitterplätzen aus. Sind die Spins der Atome auf jedem Untergitter streng parallel ausgerichtet und die der Untergitter antiparallel dazu, so bleibt aufgrund der unterschiedlichen Anzahl Gitterplätze trotzdem eine Magnetisierung übrig. Ein typischer Vertreter der ferrimagnetischen Stoffe (es gibt deren recht viele) ist Magnetit ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$  bzw.  $\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ ) mit  $\text{Fe}^{2+}$ -Ionen auf dem einen und  $\text{Fe}^{3+}$ -Ionen auf dem anderen Untergitter.

### 2.3.6 Antiferromagnetismus

Antiferromagnetismus zeichnet sich dadurch aus, daß sich die Spins benachbarter Atome antiparallel ausrichten und über den gesamten Kristall exakt kompensieren. Im Kristallgitter wechseln sich spin up - und spin

down -Atome ab, so daß die „magnetische Gitterkonstante“ doppelt so groß ist wie die kristallographische. Makroskopisch ist zwar keine Magnetisierung meßbar, aber die Suszeptibilität von Antiferromagneten ist - jedenfalls unterhalb einer gewissen Temperatur, der NÉEL-Temperatur  $T_N$  - temperaturunabhängig. Oberhalb der NÉEL-Temperatur zeigen Antiferromagneten wieder paramagnetisches Verhalten. Antiferromagnetismus tritt beispielsweise bei Chrom ( $T_N = 308K$ ), Mangan ( $100K$ ), Mangan(II)-oxid ( $110K$ ), Nickel(II)-oxid ( $525K$ ) und den Halogeniden der 3d-Ferromagneten auf.

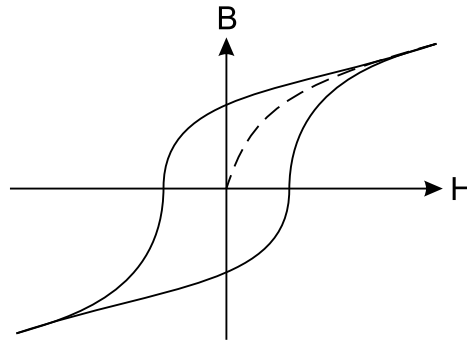


Abbildung 5: Magnetische Hysterese: Nichteindeutiger Zusammenhang zwischen  $H$  und  $M$ . Gestrichelt ist die Kurve einer bisher unmagnetisierten Probe gezeichnet (Neukurve).

## 2.4 Magnetische Domänen

Der Zusammenhang zwischen  $H$  und  $B$  bei Ferromagneten ist nicht mehr eindeutig: Setzt man einen bisher unmagnetisierten Ferromagneten einem Magnetfeld aus, so werden sich die Spins zunehmend ausrichten und die Probe wird magnetisiert. Ab einer gewissen Feldstärke sind alle Spins der gesamten Probe parallel (die Probe weist ihre Sättigungsmagnetisierung auf) und  $B$  nimmt nur noch linear mit  $H$  zu (Proportionalitätsfaktor ist  $\mu_0$ ). Nimmt das Magnetfeld jetzt wieder ab, so bleibt auch nach Verschwinden des äußeren Feldes eine Magnetisierung der Probe erhalten. Legt man anschließend ein entgegengesetztes Feld an, so verschwindet die Magnetisierung der Probe erst bei der Remanenzfeldstärke. Bei wachsender Feldstärke baut sich schließlich eine entgegengesetzte Magnetisierung auf. Dieser Effekt heißt Hysterese. Er hat zur Folge, daß der Magnetisierungszustand einer ferromagnetischen Probe nicht allein von den aktuellen Bedingungen abhängt, sondern auch von seiner magnetischen Vorgeschichte.

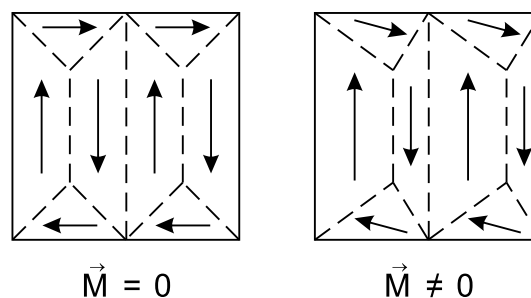


Abbildung 6: Schematische Darstellung der magnetischen Domänen eines ferromagnetischen Kristalls. Links ist die resultierende Magnetisierung Null, während rechts eine nach oben gerichtete Magnetisierung resultiert, da die Domänen unterschiedlich groß sind und sich die Magnetisierungsrichtungen der Domänen gedreht hat.

Die Ausrichtung der Spins muß nicht über den gesamten Kristall gleich sein; vielmehr läßt er sich in Bereiche unterschiedlicher Magnetisierung unterteilen, die Domänen. Innerhalb einer Domäne sind die Spins alle streng ausgerichtet, und benachbarte Domänen besitzen unterschiedliche Spinausrichtungen. Die gesamte Magnetisierung der Probe wird dann von allen Domänen mitbestimmt und kann verschwinden. Ohne äußeres Feld liegt die Magnetisierung in den sog. leichten Richtungen, die bei bcc -Eisen parallel zu den Würfelkanten liegen, während die Raumdiagonalen die schweren Richtungen darstellen.

Um die Ausbildung magnetischer Domänen zu erklären, muß ein genauerer Blick auf die Energiebilanz geworfen werden. Im wesentlichen tragen vier Energierterme zur Gesamtenergie bei, die minimiert werden soll.

### 2.4.1 Kristallenergie

Die Kristallenergie oder Anisotropieenergie ist ein Maß für die Abweichung der Magnetisierungsrichtung von einer der leichten Richtungen. Soll die Magnetisierung aus einer leichten Richtung herausgedreht werden, so muß das äußere Feld Arbeit leisten. Sie ist proportional zum Volumen des Körpers.

### 2.4.2 Austauschenergie

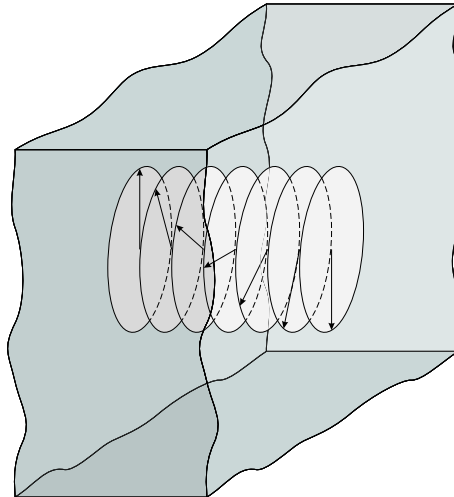


Abbildung 7: Ausrichtung der Spins in einer -BLOCH-Wand. Von Einheitszelle zu Einheitszelle sind die Spins jeweils um einen kleinen Winkel gedreht.

Die Wechselwirkung der Spins benachbarter Atome, die Austauschwechselwirkung, ist minimal, wenn die Spins parallel stehen. Die zugehörige Wechselwirkungsenergie beträgt

$$E_A = -2A \cos \varphi,$$

wobei  $\varphi$  der Winkel zwischen zwei benachbarten Spins und  $A$  die Austauschenergie ist. Hieraus folgt, daß die Energie maximal wird, wenn zwei Atome mit antiparallelen Spins nebeneinander liegen. Die Energie verringert sich, wenn der Übergang zwischen antiparallelen Magnetisierungsrichtungen auf möglichst viele Atomlagen verteilt wird, denn in diesem Fall ist der Winkel zwischen den Spins benachbarter Atome klein. Innerhalb eines solchen Übergangs (Wand) sind die Spins aber außerhalb der leichten Richtung orientiert, und deshalb nimmt die Kristallenergie mit steigender Wanddicke zu. Dadurch wird die Dicke der Wand nach oben hin auf einige Hundert Atomlagen begrenzt. Spannungsenergie.

Die Spannungsenergie rührt von einem Effekt her, der Magnetostriktion genannt wird. Ist ein Körper einheitlich magnetisiert, so ändert sich in der Magnetisierungsrichtung der Längenausdehnung: Wird sie größer, spricht man von positiver Magnetostriktion, andernfalls von negativer. Bei mechanischer Dehnung eines Körpers positiver Magnetostriktion wird die Dehnungsrichtung zur leichten Richtung, da sich der Körper durch Magnetisierung in dieser Richtung dehnt und damit die Spannung verringert.

### 2.4.3 Feldenergie

Freie Magnetpole an der Oberfläche eines Körpers verursachen Streufelder, deren Energie den Betrag

$$E_F = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V B^2 d\tau$$

besitzt.

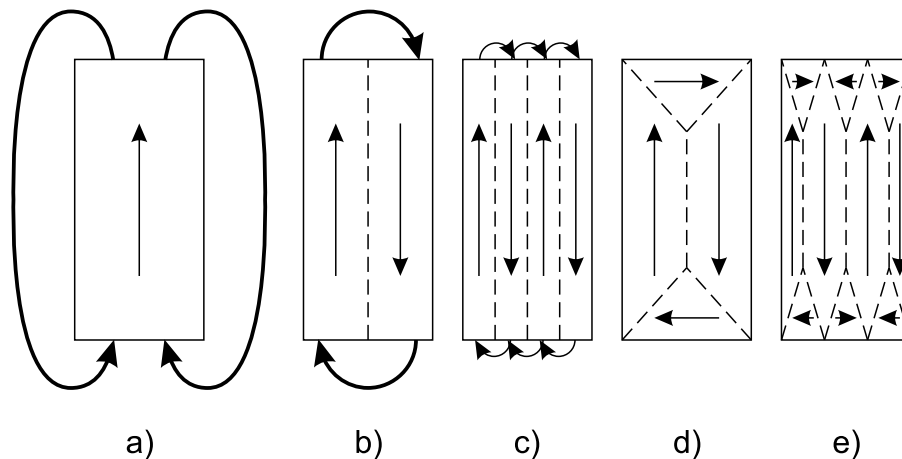


Abbildung 8: Verschiedene Aufteilung eines Ferromagneten in Domänen.

Mit Hilfe der vier genannten Energien läßt sich die Ausbildung von Domänen begründen. In Abb. a) ist der Körper einheitlich in einer leichten Richtung magnetisiert - die Kristallenergie, die Austauschenergie und die Spannungsenergie sind gleich Null. Nicht so die Feldenergie: Da an den gesamten Stirnflächen freie Pole liegen, erfüllt das Streufeld den gesamten Raum außerhalb der Probe. In Abb. b) sind Kristall- und Spannungsenergie immer noch gleich Null, aber die Austauschenergie ist ungleich Null, denn innerhalb der Wand liegen die Spins außerhalb einer leichten Richtung. Dahingegen ist die Feldenergie gegenüber a) stark verringert. Abb. c) zeigt eine ähnliche Situation wie b), allerdings ist die Feldenergie auf Kosten einer höheren Austauschenergie weiter verringert. Bei einer Domänenstruktur wie in Abb. d) sind sowohl Feld- als auch Kristallenergie Null. Zusätzlich tritt jedoch eine Spannungsenergie auf: Durch eine Verlängerung des Körpers in Magnetisierungsrichtung passen die dreieckigen Abschlußbereiche nicht mehr zwischen die Trapeze und es treten mechanische Spannungen auf. Die Spannungsenergie kann jedoch unter Aufbringung einer höheren Wandenergie verringert werden (Abb. e)). Bei Proben, die nur aus einer dünnen Schicht bestehen, gibt es zwei verschiedene Wandtypen. Liegen zwei Domänen antiparalleler Richtung nebeneinander, so kann der -Übergang durch Drehung aus der Schichtebene heraus, oder er kann durch Drehung innerhalb der Schicht erfolgen. Im ersten Fall spricht man von BLOCH-Wänden, im letzten von NÉEL-Wänden. Bei sehr dünnen Schichten ist der Anteil der Feldenergie an der gesamten Wandenergie höher als bei dicken, deshalb ist unterhalb einer gewissen Schichtdicke die Ausbildung einer NÉEL-Wand energetisch günstiger.

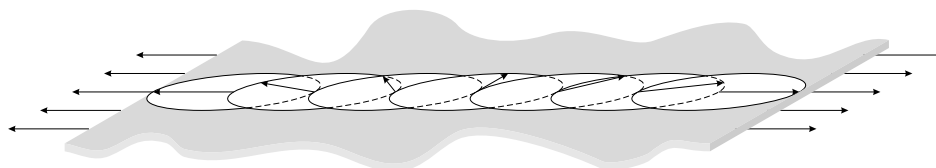


Abbildung 9: Ausrichtung der Spins in einer Néel-Wand.

### 3 Magnetooptik

Unter Magnetooptik versteht man die Wechselwirkung von Licht (im weitesten Sinne, also nicht notwendigerweise nur sichtbarem Licht) mit magnetischer Materie. Im folgenden sei kurz skizziert, wie man im Rahmen der MAXWELLSchen Theorie zu einer Beschreibung der Magnetooptik gelangt.

Grundlagen für die Wechselwirkungen von Licht mit (magnetischer) Materie sind die MAXWELL-Gleichungen in Materie:

das COULOMB-Gesetz

$$\operatorname{div} \vec{D} = \varrho,$$

die Nichtexistenz magnetischer Monopole

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0,$$

das FARADAY-Gesetz

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\dot{\vec{B}}$$

und das AMPERESche Gesetz

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \dot{\vec{D}}.$$

Die einzelnen Feldgrößen sind noch verknüpft durch die drei Relationen

wobei  $\sigma = (\sigma)_{ij}$  der Leitfähigkeitstensor,  $\epsilon = (\epsilon)_{ij}$  der dielektrische Permeabilitätstensor und  $\mu = (\mu)_{ij}$  der magnetische Permeabilitätstensor ist. Da die anisotropen Eigenschaften der Materie eine wesentliche Rolle spielen, kommt man mit rein skalaren Größen zur Charakterisierung der Materialeigenschaften nicht aus.

Eine Vereinfachung bei dieser Lösung der Feldgleichungen für bestimmte Randbedingungen ergibt sich aus der Annahme, daß sich Licht im Festkörper wie eine ebene Welle ausbreitet.

In diesem Fall kann man durch Betrachtung der entsprechenden FOURIER-Transformierten die Ableitungsoperatoren durch einfachere ersetzen.

Eine weitere, durch die physikalische Realität begründete Annahme ist, daß der magnetische Permeabilitätstensor diagonal ist, d.h.  $(\mu)_{ij} = \mu \delta_{ij}$ . Durch geeignete Wahl der Koordinatensysteme kann man erreichen, daß die Materialtensoren einfache Symmetrie aufweisen. Setzt man dies in die MAXWELL-Gleichungen ein und kombiniert diese geeignet, so erhält man eine „einfache“ Eigenwertgleichung, deren Lösung die Dispersionsrelation für die Wellenausbreitung und damit den Einfluß der Magnetisierung auf die Ausbreitung von Licht liefert.

### 3.1 Magnetischer Dichroismus

Dichroismus bedeutet, daß die optischen Eigenschaften eines Systems vom Polarisationszustand der einfallenden Welle abhängen. Trifft eine polarisierte EM-Welle auf die Oberfläche einer Probe, so werden Ladungen an der Oberfläche oder im Bereich der Eindringtiefe der Welle mitschwingen und ihrerseits als Dipole eine Welle gleicher Frequenz und zunächst identischer Polarisation aussenden. Auf die schwingenden Ladungen erfährt in Anwesenheit einer Magnetisierung die Lorentz-Kraft  $F = q(\vec{v} \times \vec{M})$ . Dazu muß jedoch eine Magnetfeldkomponente senkrecht zur Schwingungsrichtung, d.h. zur einfallenden Polarisation existieren. Das ist immer der Fall wenn die Magnetisierung eine Komponente in Richtung des Wellenvektors besitzt. Daraus resultiert eine zusätzliche Schwingung senkrecht und i.a. phasenverschoben zur eingestrahnten Schwingung und das bedeutet, daß das reflektierte Licht gegenüber dem Einfallenden gedreht ist. Für diese Geometrie sind die Rollen von s- und p-Licht bis auf ein Vorzeichen vertauschbar. Man spricht von zirkularer Doppelbrechung. Die Fresnel-Matrix besitzt Außerdiagonalelemente. Liegt die Magnetisierung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, so wird nur bei einer Polarisationsrichtung die Polarisationsrichtung gedreht.

Für eine allgemeine Magnetisierung kann man die Gesetzmäßigkeit in folgender Form zusammenfassen:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \begin{bmatrix} 1 & iQm_s & -iQm_y \\ -iQm_z & 1 & iQm_x \\ iQm_y & -iQm_x & 1 \end{bmatrix} \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon (\vec{E} - Q \vec{m} \times \vec{E})$$

Dabei geht man von einer rein magnetisch induzierten optischen Anisotropie aus. Die Kristallsymmetrie ist kubisch. Ansonsten würde in jeder Komponente noch ein anderes  $\epsilon$  auftauchen.  $Q$  ist hierbei eine phänomenologische Materialkonstante, auch Voigt-Konstante genannt.

### 3.2 Der magnetooptische FARADAY-Effekt

Der FARADAY-Effekt wurde von MICHAEL FARADAY 1845 bei der Suche nach einer Wechselwirkung zwischen Licht und dem magnetischen Feld entdeckt. Er beobachtete die Drehung der Polarisations ebene linear polarisierten Lichts beim Durchlaufen von Medien, an denen ein Magnetfeld parallel zur Einfallsrichtung  $\vec{k}$  des Lichts anliegt. Der FARADAY-Effekt ist somit ein magnetooptischer Effekt, der in Transmission beobachtet wird. Der Betrag des Drehwinkels ist proportional zur durchstrahlten Länge des Mediums und zur Stärke des Magnetfeldes.

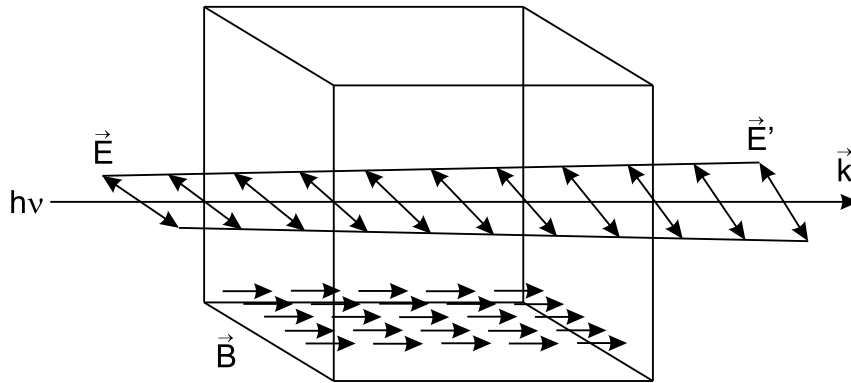


Abbildung 10: Der FARADAY-Effekt (oder die FARADAY-Rotation): Drehung des elektrischen Feldvektors längs der Ausbreitungsrichtung, verursacht durch ein Magnetfeld parallel zur Ausbreitungsrichtung.

Der FARADAY-Effekt läßt sich qualitativ einfach erklären, wenn man die linear polarisierte Lichtwelle als Überlagerung einer rechts- ( $\sigma^+$ ) und einer linkszirkular ( $\sigma^-$ ) polarisierten Welle beschreibt. Die zirkularen Anteile besitzen dann eine Helizität parallel bzw. antiparallel zu  $\vec{M}$ . Der rotierende elektrische Feldvektor zwingt die elastisch gebundenen Elektronen des Mediums auf eine Kreisbahn. Senkrecht zur Kreisbahn liegt aber das magnetische Feld an und ruft eine Radialkraft hervor, die den Umlaufradius verkleinert oder vergrößert. Hieraus ergeben sich zwei Einstellmöglichkeiten für das elektrische Dipolmoment, je nach Richtung des Magnetfeldes - oder je nach Umlaufrichtung der Elektronen und damit der Helizität des einfallenden Lichtes. Dies erklärt die Existenz von unterschiedlichen Brechungsindizes für  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Licht: Die beiden Wellen breiten sich unterschiedlich schnell aus und können außerhalb des Mediums (wo ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit gleich ist) wieder zu einer linear polarisierten Welle zusammengesetzt werden - aber mit einer anderen Phasenlage! Diese Änderung der Phasenbeziehung der beiden zirkular polarisierten Wellen bewirkt die beobachtete Drehung der Polarisations ebene. Es sei noch bemerkt, daß das Medium nicht notwendigerweise ein Festkörper sein muß: Insbesondere in der Plasmaphysik ist der FARADAY-Effekt bei der Wellenausbreitung in Plasmen von Bedeutung.

Es gibt noch einige weitere magnetooptische Effekte bei einem Magnetfeld longitudinal zur Ausbreitungsrichtung. Ist das untersuchte Medium paramagnetisch, so nennt man die Drehung der Polarisations ebene BECQUEREL-Effekt. Auch beim Durchstrahlen von sehr dünnen Schichten sehr reiner Ferromagnetika wird eine außerordentliche Drehung der Polarisations ebene beobachtet und diese nach ihrem Entdecker KUNDT-Effekt genannt. Bei stark verdünnten Gasen, bei denen die normale Drehung unmeßbar klein ist, wird in der Nähe von Absorptionskanten ebenfalls eine anomal große Drehung der Polarisations ebene beobachtet. Dies ist der MACALUSO-CORBINO-Effekt.

### 3.3 VOIGT-, COTTON-MOUTON- und MAJORANA-Effekt

Betrachtet man ein transparentes Medium, das von einem Lichtbündel durchstrahlt wird, und legt ein magnetisches Feld senkrecht zum Lichtstrahl an, so unterscheidet man drei Effekte, die eine lineare Doppelbrechung des Mediums verursachen: den VOIGT-Effekt, den COTTON-MOUTON-Effekt und den MAJORANA-Effekt

Als VOIGT-Effekt bezeichnet man die in unmittelbarer Umgebung scharfer Absorptionslinien beobachtete lineare Doppelbrechung transversal zur Lichtrichtung magnetisierter Körper. Dabei besitzt p-polarisiertes

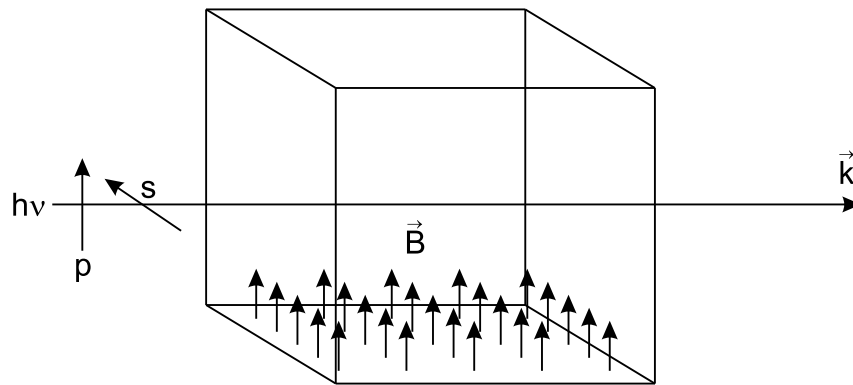


Abbildung 11: VOIGT-, COTTON-MOUTON- und MAJORANA-Effekt: lineare Doppelbrechung eines transparenten Mediums bei transversaler Magnetisierung.

Licht einen anderen  $\vec{k}$ -Vektor und damit einen anderen Brechungsindex als s-polarisiertes. Der VOIGT-Effekt wurde von WOLDEMAR VOIGT 1898 als Begleiterscheinung des ZEEMAN-Effektes in transversaler Beobachtungsrichtung vorausgesagt, berechnet und kurz darauf von ihm experimentell bestätigt.

Als COTTON-MOUTON-Effekt bezeichnet man die Eigenschaft homogener (vorwiegend organischer) Flüssigkeiten, in homogenen transversalen Magnetfeldern Doppelbrechung zu zeigen. Er wurde von A. COTTON und H. MOUTON 1907 an Nitrobenzol entdeckt und kurz darauf auch bei weiteren Organika bestätigt.

Der MAJORANA-Effekt schließlich tritt bei kolloidalen Lösungen auf, insbesondere von ferromagnetischen Verbindungen (Eisen(II)- und Eisen(III)-hydroxid). Der MAJORANA-Effekt wird trotz seiner etwas „exotischen“ Randbedingungen hier erwähnt, da kolloide Lösungen nicht nur Doppelbrechung zeigen, sondern auch magnetischen Dichroismus - MAJORANA nannte dies allerdings noch „bimagnetische Rotation der Polarisationssebene“.

Im allgemeinen Fall eines Magnetfeldes unter beliebigem Winkel zur Einfallrichtung des Lichtes treten in Transmission sowohl FARADAY-Rotation als auch die transversalen magnetooptische Effekte auf; die Faraday-Rotation ist aber in den meisten Fällen dominant.

### 3.4 Der magnetooptische Kerr-Effekt

Der magnetooptische KERR-Effekt oder MOKE ist im Gegensatz zu den drei bisher genannten magnetooptischen Effekten ein Effekt, der nicht in Transmission, sondern in Reflexion beobachtet wird, im Gegensatz zum elektrooptischen KERR-Effekt, der gewissermaßen das elektrostatische Analogon zum COTTON-MOUTON-Effekt darstellt. MOKE ist eigentlich ein Oberbegriff für eine ganze Reihe verschiedener Beobachtungen, die sich durch Symmetriebetrachtungen auf drei Fälle reduzieren lassen. Obwohl JOHN KERR 1876 nur einen der drei Fälle entdeckt und beschrieben hat (den man heute den polaren nennt), tragen heute alle drei seinen Namen. Die anderen beiden sind der longitudinale (oder meridonale) KERR-Effekt und der transversale (oder äquatoriale) KERR-Effekt. KERR beschrieb die Drehung der Polarisationssebene von linear polarisiertem Licht an den Polschuhen eines Magneten bzw. eines ferromagnetischen Metallspiegels. Zunächst war unklar, ob die Änderung der Polarisation im Spiegel oder in der dünnen Luftschicht über dem Spiegel entsteht. FITZGERALD konnte jedoch 1877 zeigen, daß eine dünne nichtferromagnetische Schicht auf dem Spiegel den Effekt zum Verschwinden bringt.

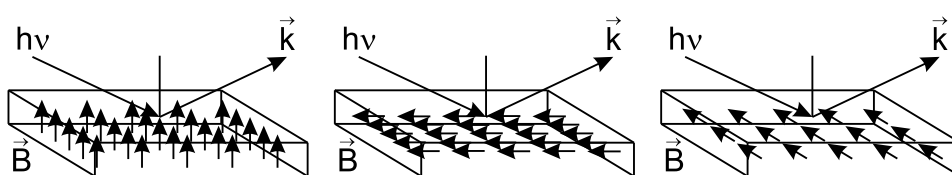


Abbildung 12: Magnetooptischer KERR-Effekt: links polarer, in der Mitte longitudinaler (meridionaler) und rechts transversaler (äquatorialer) KERR-Effekt.

Eine sinnvolle Unterscheidung der KERR-Effekte trifft man nach der Magnetisierungsrichtung des Mediums: Diese kann in der Einfallsebene (polarer und longitudinaler KERR-Effekt) oder senkrecht dazu liegen (transversaler KERR-Effekt).

Bei der Reflexion von senkrecht (s) oder parallel (p) zur Einfallsebene linear polarisiertes Licht an einer unmagnetischen Metalloberfläche bleibt die Polarisationsrichtung nach der Reflexion erhalten. Ist eine Magnetisierung der spiegelnden Fläche in der Einfallsebene vorhanden, so erhält die in der Fläche angeregte Schwingung der elastisch gebundenen Elektronen durch die Lorentzkraft eine Komponente normal (bei p-Licht) oder parallel (bei s-Licht) zur Einfallsebene. Diese wiederum ruft eine zusätzliche Komponente in der reflektierten Welle hervor, die KERR-Komponente genannt wird und für eine elliptische Polarisation des reflektierten Lichtes verantwortlich ist. Dies nennt man den polaren und den longitudinalen KERR-Effekt. Typischerweise ist die relative Intensität der KERR-Komponente von der Größenordnung  $10^{-3}$ .

Im Gegensatz dazu tritt der transversale KERR-Effekt nur auf, wenn das einfallende Licht elliptisch polarisiert ist - nach der Reflexion ändert sich die Schwingungsellipse des Lichtes.

Die allgemeinste Anordnung läßt sich somit auf die drei genannten Fälle zurückführen. Die magnetooptischen Konstanten lassen sich jedoch experimentell allein aus der polaren Geometrie bestimmen.

## 4 Jones-Formalismus

Der Magneto-optische Kerr-Effekt bewirkt eine Drehung der Polarisationssebene bei der Reflexion an magnetischen Spiegeln. Daher bietet sich ein Formalismus zum Umgang mit dem Polarisationszustand elektromagnetischer Wellen zur Beschreibung an. Der Jones-Matrix-Formalismus beschreibt den Einfluß einer optischen Komponente auf eine monochromatische ebene Welle.

Da eine ebene Welle in Luft/Vakuum in Ausbreitungsrichtung kein elektrisches Feld besitzt, reichen zwei Feldkomponenten aus, um das elektrische Feld zu beschreiben. Nehmen wir die Richtung der z-Achse als Ausbreitungsrichtung, so kann eine elektromagnetische Welle wie folgt beschrieben werden

$$\vec{E}(z, t) = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{x0} \exp[i(kz - \omega t + \delta_x)] \\ E_{y0} \exp[i(kz - \omega t + \delta_y)] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{x0} \exp[i\delta_x] \\ E_{y0} \exp[i\delta_y] \end{bmatrix} \exp[i(kz - \omega t)]$$

Wir beschränken uns auf monochromatisches Licht und brauchen uns bei dem vorliegenden System nicht um Interferenzen zu kümmern. Dies hat zur Folge, daß wir nur noch die komplexe Amplitude betrachten müssen. Der Faktor  $\exp[i(kz - \omega t)]$  kann weggelassen werden.

$$\vec{E}(0, 0) = \begin{bmatrix} E_{x0} \exp[i\delta_x] \\ E_{y0} \exp[i\delta_y] \end{bmatrix}$$

Weiter kommt es nur auf die Phasendifferenz zwischen x- und y-Komponente  $\Delta = \delta_x - \delta_y$  an. Da es für das vorliegende Problem die Reflexionsebene ausgezeichnet ist, liegt es nahe, die Koordinatenachsen als p (parallel zur Einfallsebene) und s (senkrecht zur Einfallsebene) zu wählen. Führen wir noch den Winkel  $\alpha$  durch  $\tan \alpha = |E_p| / |E_s|$  so erhalten wir:

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_p \\ E_s \end{bmatrix} = E_0 \begin{bmatrix} \sin(\alpha) \exp[i\Delta] \\ \cos(\alpha) \end{bmatrix} \exp(i\delta_0)$$

Da bei den folgenden Messungen keine Intensität gemessen wird, kann der Betrag der Gesamtamplitude  $E_0$  sowie die Phase  $\delta_0$  einfach weggelassen werden.

Durch die Jones-Vektoren ist die Beschreibung beliebiger Polarisationszustände möglich. Jetzt können wir uns überlegen, welche Veränderungen optische Bauteile an der elektromagnetischen Welle bewirken. Um dies zu beschreiben, führt man die Jones-Matrizen ein. Multipliziert man den Jones-Vektor des einfallenden Strahles mit der Jones-Matrix, so erhält man als Ergebnis den reflektierten Strahl.

$$\vec{E}_{out} = \bar{\bar{R}} \vec{E}_{in} = \begin{bmatrix} T_{pp} & T_{ps} \\ T_{sp} & T_{ss} \end{bmatrix} \vec{E}_{in}$$

Im folgenden seien die Jones-Matrizen einiger optischer Bauteile vorgestellt.

Die Jones-Matrix der Faraday-Zelle ist eine einfache Rotationsmatrix.

$$\bar{\bar{R}}(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}$$

Ist die Jones-Matrix eines Bauteiles bekannt, so kann man mit der Rotationsmatrix sofort die Jones-Matrix für ein um den Winkel  $\alpha$  gedrehtes Bauteil zu berechnen.

$$\bar{\bar{T}}(\alpha) = \bar{\bar{R}}(\alpha) \bar{\bar{T}}(\alpha) \bar{\bar{R}}^{-1}(\alpha) = \bar{\bar{R}}(\alpha) \bar{\bar{T}}(\alpha) \bar{\bar{R}}(-\alpha)$$

Die Jones-Matrix eines Polarisators mit der Polarisationssebene parallel zur p-Achse, sowie parallel zur s-Achse und um einen beliebigen Winkel zur p-Achse gedreht ergibt sich zu

$$\bar{\bar{P}}_p = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \bar{\bar{P}}_s = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \bar{\bar{P}}(\alpha) = \bar{\bar{R}}(\alpha) \bar{\bar{P}}_p(\alpha) \bar{\bar{R}}(-\alpha) = \begin{bmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{bmatrix}$$

Die allgemeine Reflexionsmatrix lautet

$$\vec{E}_{out} = \bar{\bar{R}}\vec{E}_{in} = \begin{bmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{bmatrix} \vec{E}_{in}$$

## 5 Vektorielle Magnetometrie

Um die Magnetisierung während eines Hystereseumlaufes beobachten zu können, muß man die einzelnen Komponenten der Magnetisierung messen. Dabei beschränkt man sich auf die Komponenten, die in der Probenoberfläche liegen. Die folgende Methode erlaubt die Messung des longitudinalen Kerr-Effektes, indem man die einfallende Polarisation ändert und zwei Messungen miteinander kombiniert. Dazu wird nun mittels Jones-Matrizen der verwendeten Bauteile beschrieben, wie sich das Meßsignal zusammensetzt. Das gleichzeitige Auftreten einer transversalen und einer longitudinalen Komponente wird zugelassen. Eine polare Komponente wird nicht berücksichtigt, da die hier untersuchten Proben keine sekrechte Anisotropie zeigen.

### 5.1 Einfallender Strahl

Die Polarisationssebene des eingestrahnten Lichts ist um den Winkel  $\alpha$  gegen die p-Polarisation gedreht

$$\vec{E}^i = \begin{bmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{bmatrix} E_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = E_0 \begin{bmatrix} \cos\alpha \\ \sin\alpha \end{bmatrix}$$

wobei  $\alpha = 0$  parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht bedeutet (p-polarisiertes Licht) und  $\alpha = \pi/2$  senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht (s-polarisiertes Licht) bedeutet.  $E_0$  ist der Betrag des elektrischen Feldvektors. Da es bei den folgenden Betrachtungen nur auf die Polarisation, nicht den Betrag, des Vektors elektrischen Feldvektors ankommt, werden wir die Vektoren und Matrizen willkürlich normieren, d.h. insbesondere das  $E_0$  weglassen.

### 5.2 Reflektionsmatrizen

Die Wirkung von optischen Elementen kann man durch komplexe Matrizen beschreiben. Im folgenden werden die Reflexionsmatrizen für den polaren Kerreffekt  $r^p$  den longitudinalen Kerreffekt  $r^l$  und den transversalen Kerreffekt  $r^t$  beschrieben.

$$r^p = \begin{bmatrix} r_{pp} & m_p r_{ps}^p \\ m_p r_{sp}^p & r_{ss} \end{bmatrix} = r_{pp} \begin{bmatrix} 1 & m_p P \\ m_p P & S \end{bmatrix}$$

$$r^l = \begin{bmatrix} r_{pp} & m_l r_{ps}^l \\ m_l r_{sp}^l & r_{ss} \end{bmatrix} = r_{pp} \begin{bmatrix} 1 & -m_l L \\ m_l L & S \end{bmatrix}$$

$$r^t = \begin{bmatrix} r_{pp} + m_t \Delta r & 0 \\ 0 & r_{ss} \end{bmatrix} = r_{pp} \begin{bmatrix} 1 + m_t T & 0 \\ 0 & S \end{bmatrix}$$

wobei gilt

$$\begin{aligned}
S &= \frac{r_{ss}}{r_{pp}} \\
T &= \frac{\Delta r}{r_{pp}} \\
L &= \frac{r_{sp}^l}{r_{pp}} \\
r_{ps}^p &= r_{sp}^p \\
r_{ps}^l &= -r_{sp}^l \\
\Psi_p^p &= \theta_p^p + \iota \epsilon_p^p = \frac{r_{sp}^p}{r_{pp}} \\
\Psi_s^p &= \theta_s^p + \iota \epsilon_s^p = -\frac{r_{ps}^p}{r_{ss}} \\
\Psi_p^l &= \theta_p^l + \iota \epsilon_p^l = \frac{r_{sp}^l}{r_{pp}} \\
\Psi_s^l &= \theta_s^l + \iota \epsilon_s^l = -\frac{r_{ps}^l}{r_{ss}}
\end{aligned}$$

Dabei sieht man, daß für den longitudinalen Fall der komplexe Kerr-Drehwinkel  $\Psi_p^l = L$  ist, und entsprechend  $\Psi_s^l = L/S$ . Für den polaren Fall haben wir die komplexen Kerr-Drehwinkel  $\Psi_p^p = P$  und  $\Psi_s^p = P/S$ . Weiterhin gilt für die auf eins normierten Magnetisierungen  $m_p, m_l, m_t$ , daß sie vom Betrag her kleiner als eins sein müssen:  $|m_p|, |m_l|, |m_t| \leq 1$ .

Wir wissen, daß die magneto-optischen Effekte sehr klein sind. Daher können wir davon ausgehen, daß sie sich linear überlagern. Man erhält somit für die Reflektionsmatrix:

$$r = \begin{bmatrix} r_{pp} + m_t \Delta r & m_p r_{ps}^p + m_l r_{ps}^l \\ m_p r_{sp}^p + m_l r_{sp}^l & r_{ss} \end{bmatrix} = r_{pp} \begin{bmatrix} 1 + m_t T & m_p P - m_l L \\ m_p P + m_l L & S \end{bmatrix}$$

Jetzt müssen wir aber beachten, daß für den auf eins normierten Magnetisierungsvektor  $\vec{m}$ , der definiert ist durch

$$\vec{m} = \begin{bmatrix} r_{pp} + m_t \Delta r & m_p r_{ps}^p + m_l r_{ps}^l \\ m_p r_{sp}^p + m_l r_{sp}^l & r_{ss} \end{bmatrix}$$

gilt:  $|\vec{m}|^2 \leq 1$ . Dabei würde der Fall  $|\vec{m}|^2 = 1$  einer voll aufmagnetisierten Probe entsprechen, während  $|\vec{m}|^2 < 1$  z.B. auf eine in Domänen zerfallende Probe zutreffen würde.

### 5.3 Analysator

Der Analysator kann leicht über die Matrizen

$$\begin{aligned}
rot(\beta) &= \begin{bmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \\
P &= \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \\
rot^{-1}(\beta) &= \begin{bmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix}
\end{aligned}$$

dargestellt werden: Die vollständige Beschreibung wäre  $Ana(\beta) = rot^{-1}(\beta)Prot(\beta)$ . Es läßt sich aber zeigen, daß für  $\vec{E}^{t1} = Ana(\beta)\vec{E}^i$  und  $\vec{E}^{t2} = rot(\beta)\vec{E}^i$  gilt:  $|\vec{E}^{t1}|^2 = |E_s^{t2}|^2$ . Somit kann man sich ein wenig Rechenarbeit ersparen.

#### 5.4 Unmagnetischer Fall

Bevor wir den Kerr-Drehwinkel berechnen, betrachten wir zunächst den Winkel des Analysators, unter dem bei einer unmagnetischen Probe die Intensität des reflektierten Lichts minimal wird. Der elektrische Feldvektor ist also

$$\vec{E}^{r2} = \begin{bmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & S \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{bmatrix}$$

$$\Rightarrow \vec{E}^{r2} = \begin{bmatrix} \cos \beta \cos \alpha + S \sin \beta \sin \alpha \\ -\sin \beta \cos \alpha + S \cos \beta \sin \alpha \end{bmatrix}$$

Daraus erhalten wir die Intensität  $I$  hinter dem Analysator:

$$\begin{aligned} I &\sim |E_s^{r2}|^2 \\ \Rightarrow I &= |-\sin \beta \cos \alpha + S \cos \beta \sin \alpha|^2 \\ &= (-\sin \beta \cos \alpha + \Re S \cos \beta \sin \alpha)^2 + (\Im S \cos \beta \sin \alpha)^2 \end{aligned}$$

Um nun den Winkel  $\beta$  so einzustellen, daß wir minimale Intensität hinter dem Analysator messen, leiten wir die Intensität nach  $\beta$  ab und setzen sie gleich null:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I}{\partial \beta} &= 0 \\ \Rightarrow 2(-\cos \beta \cos \alpha - \Re S \sin \beta \sin \alpha) \\ &\quad (-\sin \beta \cos \alpha + \Re S \cos \beta \sin \alpha) \\ &\quad -2\Im S^2 \cos \beta \sin \beta \sin^2 \alpha = 0 \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \sin 2\beta(-|S|^2 \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha) = \Re S \cos 2\beta \sin 2\alpha \quad (2)$$

#### 5.5 Magnetischer Fall

Für den magnetischen Fall sei der Winkel am Analysator  $\gamma = \beta + \phi$ , wobei  $\beta$  der Winkel aus dem unmagnetischen Fall ist. Man muss  $\phi$  also als die vom Magnetismus verursachte Komponente betrachten. Zunächst berechnen wir wieder den elektrischen Feldvektor:

$$\vec{E}^{r2} = \begin{bmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma \\ -\sin \gamma & \cos \gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 + m_t T & m_p P - m_l L \\ m_p P + m_l L & S \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{bmatrix}$$

$$= \left[ \begin{array}{l} (1 + m_t T) \cos \alpha \cos \gamma + (m_p P - m_l L) \sin \alpha \cos \gamma + (m_p P + m_l L) \cos \alpha \sin \gamma + S \sin \alpha \sin \gamma \\ -(1 + m_t T) \cos \alpha \sin \gamma - (m_p P - m_l L) \sin \alpha \sin \gamma + (m_p P + m_l L) \cos \alpha \cos \gamma + S \sin \alpha \cos \gamma \end{array} \right]$$

Also erhalten wir die Intensität  $I$  hinter dem Analysator:

$$\begin{aligned} I &\sim |E_s^r|^2 \\ \Rightarrow I &= |-(1 + m_t T) \cos \alpha \sin \gamma - (m_p P - m_l L) \sin \alpha \sin \gamma + \\ &\quad (m_p P + m_l L) \cos \alpha \cos \gamma + S \sin \alpha \cos \gamma|^2 \\ &= (-(1 + m_t \Re T) \cos \alpha \sin \gamma - (m_p \Re P - m_l \Re L) \sin \alpha \sin \gamma + \\ &\quad (m_p \Re P + m_l \Re L) \cos \alpha \cos \gamma + \Re S \sin \alpha \cos \gamma)^2 \\ &\quad + (-m_t \Im T \cos \alpha \sin \gamma - (m_p \Im P - m_l \Im L) \sin \alpha \sin \gamma + \\ &\quad (m_p \Im P + m_l \Im L) \cos \alpha \cos \gamma + \Im S \sin \alpha \cos \gamma)^2 \end{aligned}$$

Um nun wieder das Intensitätsminimum zu finden, leiten wir die Intensität nach  $\gamma$  ab, setzen die Ableitung gleich null:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I}{\partial \gamma} &= 0 \\ \Rightarrow &2(-(1 + m_t \Re T) \cos \alpha \cos \gamma - (m_p \Re P - m_l \Re L) \sin \alpha \cos \gamma \\ &\quad - (m_p \Re P + m_l \Re L) \cos \alpha \sin \gamma + -\Re S \sin \alpha \sin \gamma) \\ &\quad * (-(1 + m_t \Re T) \cos \alpha \sin \gamma - (m_p \Re P - m_l \Re L) \sin \alpha \sin \gamma \\ &\quad + (m_p \Re P + m_l \Re L) \cos \alpha \cos \gamma + \Re S \sin \alpha \cos \gamma) \\ &\quad + 2(-m_t \Im T \cos \alpha \cos \gamma - (m_p \Im P - m_l \Im L) \sin \alpha \cos \gamma \\ &\quad - (m_p \Im P + m_l \Im L) \sin \alpha \cos \gamma + -\Im S \sin \alpha \sin \gamma) \\ &\quad * (-m_t \Im T \cos \alpha \sin \gamma - (m_p \Im P - m_l \Im L) \sin \alpha \sin \gamma \\ &\quad + (m_p \Im P + m_l \Im L) \cos \alpha \cos \gamma + \Im S \sin \alpha \cos \gamma) \\ &= 0 \end{aligned}$$

Setzt man nun  $\gamma = \beta + \phi$  und nähert linear in  $P, L, T$  und  $\phi$ , d.h. explizit man setzt  $\cos \phi = 1$ ,  $\sin \phi = \phi$  und vernachlässigt die quadratischen Terme in  $P, L, T$  und  $\phi$ , erhält man die folgende Gleichung, die demzufolge linear in  $P, L, T$  und  $\phi$  ist:

$$\begin{aligned} \phi & \left[ + \cos 2\beta \cos^2 \alpha - |S|^2 \cos 2\beta \sin^2 \alpha + \Re(S) \sin 2\alpha \sin 2\beta \right] \\ = m_p & \left[ -\Re(P) \cos \alpha \cos(\alpha + 2\beta) - \Re(P\bar{S}) \sin \alpha \sin(\alpha + 2\beta) \right] \\ + m_l & \left[ -\Re(L) \cos \alpha \cos(\alpha - 2\beta) + \Re(L\bar{S}) \sin \alpha \sin(\alpha - 2\beta) \right] \\ + m_t & \left[ -\Re(T\bar{S}) \sin 2\alpha \cos 2\beta / 2 + \Re(T) \cos^2 \alpha \sin 2\beta \right] \end{aligned}$$

oder

$$\begin{aligned} \phi & \left[ + \cos 2\beta \cos^2 \alpha - |S|^2 \cos 2\beta \sin^2 \alpha + \Re(S) \sin 2\alpha \sin 2\beta \right] \\ = m_p & \left[ -\theta_p^p \cos \alpha \cos(\alpha + 2\beta) - \theta_s^p |S|^2 \sin \alpha \sin(\alpha + 2\beta) \right] \\ + m_l & \left[ -\theta_p^l \cos \alpha \cos(\alpha - 2\beta) - \theta_s^l |S|^2 \sin \alpha \sin(\alpha - 2\beta) \right] \\ + m_t & \left[ -\Re(T\bar{S}) \sin 2\alpha \cos 2\beta / 2 + \Re(T) \cos^2 \alpha \sin 2\beta \right] \end{aligned}$$

## 6 Lock-in Verstärker

Der Lock-In Verstärker ist ein frequenzselektives Wechselspannungsvoltmeter. Er wird eingesetzt um selbst schwache Messsignale im nV-Bereich, die von einem um ein vielfach größeres Hintergrundrauschen überlagert sind, zu messen. Man spricht hier vom Trägerfrequenz-Verfahren oder von Phasenempfindlicher Detektion. Der Lock-In Verstärker filtert dabei mit sehr hoher Güte das zu messende Signal mit spezifischer Frequenz und Phase aus einem Frequenzgemisch heraus.

Zum Messprinzip; es wird eine Referenzfrequenz (Trägerfrequenz) mit Sinusform erzeugt, mit dem das Messobjekt angeregt wird. Das amplitudenmodulierte Meßsignal wird im Lock-In Verstärker verstärkt, mit einem Bandpass gefiltert und kommt so in den Synchrongleichrichter. Dort wird das Signal durch Multiplikation mit Referenzfrequenz gleichgerichtet. Die gleichgerichtete Spannung wird nun mit einem Tiefpaßfilter geglättet und nachverstärkt.

Ein Lock-In Verstärker besteht aus drei Hauptkomponenten. Die zwei wichtigsten sind der Multiplizierer und der Integrierer. Dazu kommt noch ein Phasenschieber um die Phasenempfindliche Detektion zu gewährleisten.

Findet die Anregung im Experiment mit einer Frequenz  $\omega_0$  statt, so hat das Messsignal die gleiche Frequenz, oder zumindest einen großen Anteil. Unter den Bedingungen ist der Output des Lock-In Verstärkers eine Gleichspannung

$$U(\Delta) = U_{out} = \frac{ab}{2} \cos(\Delta)$$

wobei a und b rms Amplituden des Messsignals respektive des Referenzsignals sind. Die Amplitude des Referenzsignals wird meist konstant gesetzt, so dass das Ausgangssignal nur von der Amplitude des Messsignals und dem Kosinus der Phasendifferenz  $\Delta$  zwischen Referenz- und Messsignal abhängt. Um ein maximales Ausgangssignal zu bekommen muss die Phasendifferenz 0 oder 180 Grad betragen.

### 6.1 Funktionsprinzip des Lock-In Verstärkers

Sehr schwache und dabei auch noch scheinbar hoffnungslos verrauschte Signale müssen nicht unentdeckt bleiben. Mit Hilfe der Lock-In-Messtechnik kann die Messempfindlichkeit in vielen Fällen um mehrere Größenordnungen gesteigert werden.

Der Grundgedanke bei der Lock-In-Messtechnik ist, das zu messende Signal so zu präparieren, dass es eindeutig vom Rauschen unterschieden werden kann. Eine passende Elektronik filtert die Rauschanteile heraus, selbst wenn diese um ein Vielfaches stärker als das schwache Nutzsignal sind.

Rauschen besteht definitionsgemäß aus statistischen, unregelmäßigen Schwankungen, setzt sich also aus einem variierenden, breitbandigen Frequenzspektrum zusammen. Koppelt man nun das Nutzsignal an eine definierte Trägerwelle bekannter Frequenz und Phasenlage, lässt es sich vom Rauschanteil trennen.

Dazu muss zunächst einmal eine Referenzfrequenz  $f_{Ref}$  für die Trägerwelle zur Verfügung stehen. In der optischen Messtechnik wird beispielsweise oft die Intensität einer stabilen Lichtquelle sinusförmig mit  $f_{Ref}$  moduliert. Gemessen wird anschließend die vom Messobjekt gestreute, transmittierte oder reflektierte Lichtintensität, die im allgemeinen weiterhin mit  $f_{Ref}$  moduliert bleibt. Die Information über die Messgröße steckt in der Amplitude des auf den Detektor fallenden Lichtsignals.

Über den „Referenz-Eingang“ ist der Lock-In mit dem Referenzsignalgenerator verbunden und erfährt somit, mit welcher Frequenz das Nutzsignal moduliert wird.

Wenn das Signal den Lock-In erreicht, durchläuft es zuerst einen programmierbaren AC-Verstärker, der es an die Eingangsdynamik der weiteren Komponenten anpasst. Der folgende Bandpass mit der Mittenfrequenz  $f_{Ref}$  reduziert bereits die ersten Störsignal-Frequenzanteile, die außerhalb eines Intervalls um die Referenzfrequenz liegen.

Dann kommt das Herzstück des Lock-In-Verstärkers: der Demodulator. Er multipliziert das vorgefilterte Signal mit einem rechteckförmigen Wechselsignal der gleichen Frequenz  $f_{Ref}$ . Bei dieser Operation spielt der Phasenunterschied zwischen Rechteck- und Messsignal eine wichtige Rolle.

Nur wenn die beiden Signale genau in Phase sind, erhält man das maximale Ausgangssignal. Ansonsten bleiben Wechselanteile übrig, die sich bei der weiteren Verarbeitung z.T. gegenseitig neutralisieren und somit

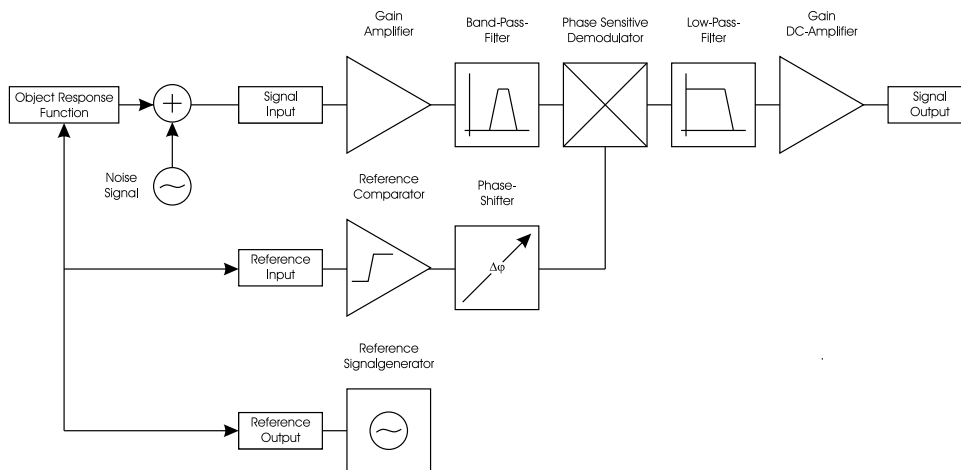


Abbildung 13: Prinzipaufbau eines Lock-In-Verstärkers

verloren gehen. Deswegen haben Lock-Ins einen Phasenschieber, über den sich die Phasenlage der Referenzfrequenz manuell oder automatisch dem Messsignal angleichen lässt.

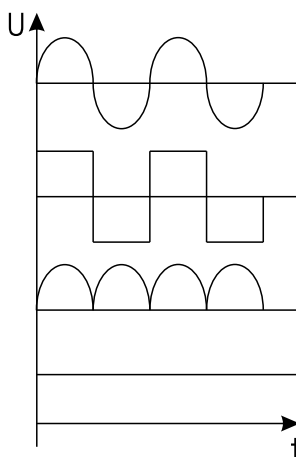


Abbildung 14: Signalverläufe am Lock-In, wenn Nutzsignal und Referenz in Phase sind

Durch die Multiplikation im Demodulator setzt sich das resultierende Signal aus Anteilen mit Summen- und Differenzfrequenz der beteiligten Signale zusammen. Da beide Frequenzen gleich sein sollen, kann ein nachfolgender Tiefpass bei  $f_{Ref} \sim 0$  den konstanten Anteil der welligen Gleichspannung herausfiltern.

Je tiefer die Grenzfrequenz des Tiefpasses ist, desto besser werden all jene Signalanteile unterdrückt, die nicht exakt mit der Referenzfrequenz moduliert sind. Allerdings erhöht sich dabei gleichzeitig die Zeitkonstante des Filters und somit auch die Messzeit. Signaländerungen, die schneller sind als die Zeitkonstante, können dann nicht mehr erfasst werden.

Das Rauschen findet im Tiefpassfilter des Demodulators sein jähes Ende. Genau wie statistisch von außen eingekoppelte Störungen ist es nicht mit der Referenzfrequenz moduliert. Selbst nach der Multiplikation mit dem Rechtecksignal im Demodulator bleibt das Rauschen eine Wechselspannung, die den Tiefpass nicht überwinden kann.

Die letzte Stufe des Lock-Ins besteht aus einem programmierbaren DC-Verstärker, der das geglättete Signal noch einmal verstärkt. Am Ausgang liegt nun im Idealfall eine rauschfreie Gleichspannung vor, deren Größe proportional zur Amplitude des Wechselsignals am Eingang des Lock-Ins ist.

Manche Lock-In-Verstärker besitzen einen zweiten Demodulatorkanal, dessen Referenzsignal um  $90^\circ$  phasenverschoben ist. Dadurch ergeben sich zwei Gleichrichtwerte, die dem Real- und Imaginärteil eines komplexen Wechselsignals entsprechen. Sie können am x- bzw. y-Kanal getrennt abgegriffen werden. Die Vektorsumme aus den Signalen beider Ausgänge wird Magnitude genannt und ist unabhängig von der Phasendifferenz

zwischen Messsignal und Referenz. Wenn also die Phasenlage des Messsignals ohne Bedeutung ist, liefert der Vektorsummenausgang solcher Zweiphasen-Lock-In-Verstärker ohne weitere Einstellungen jederzeit das optimale Signal.

## 6.2 Die Correlations Funktion und Fourier Transformation

Die Leistung oder Spannung als Funktion der Frequenz wird allgemein als Spektrum bezeichnet. Um Zeitabhängige Funktionen in den Frequenzraum zu transformieren benutzt man die Fourier Transformation.

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{i\omega t} dt$$

Betrachten wir die einfache Funktion

$$f(t) = \sin(\omega t + \Delta)$$

dann bekommen wir

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{i\omega t} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \sin(\omega t + \Delta)[\cos(\omega t) + i \sin(\omega t)] dt$$

der Imaginärteil der Funktion ergibt sich dann zu

$$Im[F(\omega)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \sin(\omega t + \Delta) \sin(\omega t) dt$$

Betrachten wir nun ein Signal, dass zum Zeitpunkt  $t = 0$  eingeschaltet und zum Zeitpunkt  $t = \tau$  ausgeschaltet wird, dann bekommen wir die folgende Funktion

$$Im[F(\omega)] = \int_0^{\tau} \sin(\omega t + \Delta) \sin(\omega t) dt$$

welche bis auf Normalisierungsfaktoren exakt der Correlations Funktion entspricht. Dies bedeutet, dass die Correlations Funktion, mit der Funktionen  $f(t) = \sin(\omega t)$  und  $g(t) = \sin(\omega t + \Delta)$ , und der Imaginärteil der Fourier Transformation von  $g(t) = \sin(\omega t + \Delta)$  in den Grenzen von  $t = 0$  bis  $t = \tau$  identisch sind.

$$R(nT, \omega, \Delta) = \frac{ab}{nT} \int_0^{nT} \sin(\omega t + \Delta) \sin(\omega t) dt$$

## 6.3 Die Correlations Funktion

Der Schlüssel zum Verständnis des Lock-In Verstärkers liegt im Verhalten der Correlations Funktion.

$$R(\delta) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \int_0^{\tau} f(t) \times g(t + \tau) dt$$

Hierbei handelt es sich um ein definites Integral über zwei zeitabhängige Funktionen  $f$  und  $g$ . Gibt es eine Korrelation zwischen beiden Funktionen, so ist das Integral ungleich null. Hat man schwache Messsignale,  $g(t)$ , unter Umständen mit viel Rauschen, so kann man eine Korrelation mit einem Referenzsignal  $f(t)$  feststellen.

Möchte man binnen endlicher Zeit ein Ergebnis erhalten, so muss die Integration irgendwann abgebrochen werden. Damit bekommt  $R$  auch noch eine Abhängigkeit von  $\tau$

$$R(\delta, \tau) = \int_0^{\tau} f(t) \times g(t + \tau) dt$$

Jetzt muss man nur noch dafür sorgen, dass das Messsignal die gleiche Charakteristik hat wie das Referenzsignal. Eine Möglichkeit das Experiment zu beeinflussen ist die Modulation eines Parameters mit der Referenzfrequenz. Im einfachsten Fall benutzt man eine harmonische Funktion,

$$f(t) = a \sin(\omega t)$$

als Referenz. Wobei  $a$  die Amplitude und  $\omega$  die Frequenz der Referenzfunktion ist. Werden die richtigen experimentellen Parameter mit diesem Signal moduliert, dann wird das Messsignal ebenfalls die Modulationsfrequenz enthalten

$$g(t) = b \sin(\omega t + \Delta) (+\text{harmonische})$$

Wobei  $b$  die Amplitude,  $\Delta$  die Phasenlage zum Referenzsignal sind. Die Amplituden  $a$  und  $b$  werden zunächst als Zeitunabhängig betrachtet. Genau diese Funktion wird in einem Lock-In Verstärker benutzt um kleinste Signale, unter Umständen aus einem verrauschten Untergrund, herauszufiltern. Die Korrelationsfunktion wird, auf Grund der gleichen Basisfunktionen  $f(t)$  und  $g(t)$ , zur Autokorrelationsfunktion der Form

$$R(nT, \omega_1, \omega_2, \Delta) = \frac{ab}{nT} \int_0^{nT} \sin(\omega_0 t) \times \sin(\omega_1 t + \Delta) dt$$

Die obere Integrationsgrenze ist  $nT$ , wobei  $T$  die Periode der Frequenz  $\omega$  und  $n \in \mathbb{N}$  eine ganze Zahl ist. Da, wie oben schon erwähnt, die Messung unendlich dauern kann muss das Messintervall irgendwann bei einem ganzzahligen vielfachen  $n$  von  $T$  unterbrochen werden. Damit wird man nie den exakten Wert der Korrelationsfunktion erfahren.

## 7 Versuch

Aufgabe des Versuches ist die Messung der Magnetisierung einer Ferromagnetischen Probe mit dem longitudinalen magnetooptischen Kerr-Effekt. Die Messung liefert den Zusammenhang zwischen der magnetischen Feldstärke und der magnetischen Induktion. Aus diesen Daten sollen die Sättigungsmagnetisierung sowie die uniaxiale magnetische Anisotropiekonstante bestimmt werden.

### 7.1 Versuchsaufbau

Der Aufbau besteht aus einem handelsüblichen HeNe-Laser ( $\lambda=632,8\text{nm}$ ) dessen Polarisationssebene um etwas  $45^\circ$  aus der Senkrechten verdreht ist. Mit einem Polarisationsfilter vor dem Laser läßt sich die Polarisation des einfallenden Lichts zusätzlich variieren. Dabei muß man berücksichtigen, daß sich dabei die einfallende Intensität ändert. Der Laserstrahl durchläuft anschließend eine Faradayzelle (Glasstab in einer Spule), mit der die von der Probe verursachte Drehung kompensiert werden kann. Anschließend trifft der Strahl auf die Probe. Die Probe ist zwischen zwei Polschuhen eines Elektromagneten. Das erzeugte Magnetfeld der Spule ist bis ca. vier Ampere linear zu dem Spulenstrom, dann geht das Kernmaterial langsam in die Sättigung. Der ganze Magnet ist auf einem Drehtisch aufgebaut. Der reflektierte Strahl tritt durch einen weiteren, als Analysator dienenden, Polarisator und trifft dann auf eine Photodiode, die die transmittierte Intensität registriert.

Zur Verbesserung des Signal-Rausch Verhältnisses wird die Lock-In Technik verwendet. Am Lock-In muß man die verwendete Modulationsfrequenz, die Phasenverschiebung zwischen dem Referenz und dem Meßsignal und die Zeitkonstante des Tiefpasses richtig einzustellen. Der Lock-In hat einen Ausgang, an dem der Anteil des Signals ausgegeben wird, der unter Berücksichtigung der Phasenlage in Phase mit der Referenz schwingt und einen weiteren Ausgang an dem der um  $90^\circ$  verschobene Anteil ausgegeben wird. Man wählt die richtige Phasenlage so, daß der eine Ausgang maximiert und der andere minimiert wird.

Die folgende Abbildung zeigt eine Prinzipskizze des Aufbaus mit Mess- und Steuerelektronik. Von einem programmierbaren Frequenzgenerator wird ein Sinussignal der Frequenz 1000 Hz und der Scheitelspannung 0.8 Volt erzeugt. Dieses wird einerseits dem Lock-In als Referenzsignal zugeführt und andererseits einem Summations- und Leistungsverstärker, der daraus einen Wechselstrom mit einem Scheitelstrom von etwa 0,5 Ampere macht. Der Summationsverstärker ist so beschaltet, daß Gleichspannungsanteile auf dem nach außen gelegten Eingang herausgefiltert werden. Intern kann jedoch ein zusätzliches Gleichspannungssignal betrieben werden. Der Vorverstärker ist mit einem Hochpass ausgerüstet und erzeugt eine dem Strom der Photodiode proportionale Spannung bis zu 10 Volt. Der Ausgang des Vorverstärkers ist am Meßsignal Eingang des Lock-In Verstärkers angeschlossen. Das Ausgangssignal des Lock-In Verstärkers wird in einem Integral-Regler weiterverarbeitet. Der Integralregler regelt das Meßsignal auf ein Minimum, indem er einen zusätzlichen Gleichspannungsanteil auf den Eingang des Summationsverstärkers legt, was einen Offset im Modulationsstrom zur Folge hat. Dadurch wird die Drehung, die von der Probe verursacht wird, kompensiert. Die Kompensationsschaltung kann mit zwei verschiedenen Geschwindigkeiten betrieben werden, wobei die langsame etwa 2 Sekunden und die schnelle etwa 500 ms pro Meßpunkt braucht. Dementsprechend sind die Zeitkonstanten am Lock-In zu 300 bzw 30 ms zu wählen.

Die Kompensationsspannung wird als Meßsignal vom Computer aufgezeichnet und ist proportional der Drehung der Faraday-Zelle. Vor jeder Hysterese-Messung muß der Analysator so eingestellt werden, daß die ankommende Intensität im Minimum ist. Die richtige Stellung erkennt man auf dem Oszilloskop, auf dem das verstärkte Signal der Photodiode angezeigt wird. Nahe der senkrechten Stellung sieht man eine Sinusschwingung, die durch die Modulation verursacht wird. Fährt man den Analysator in Richtung des Minimums so verformt sich das Signal bis es schließlich die doppelte Frequenz aufweist.

Der Versuchsablauf wird von einem Computer gesteuert. Dieser ist mit einer 12bit ADDAC-Karte und einer Schrittmotor Karte ausgerüstet. Mit der DAC-Karte können drei Spannungen zwischen -10 V und +10 V digitalisiert werden und zwei Spannungen zwischen -10 V und +10 V ausgegeben werden. Die Schrittmotor Karte kann drei Schrittmotore ansteuern. Mit den entsprechenden Getrieben kann eine Auflösung von 29140 Schritten pro Grad erreicht werden.

Die Stromversorgung der Spule erfolgt mit einem bipolaren Netzteil, das Ströme bis zu  $\pm 20$  Ampere zur Verfügung stellt. Das Netzteil kann durch anlegen einer externen Spannung geregelt werden.

Der Polarisator wird so eingestellt, dass p-polarisiertes Licht im  $45^\circ$  Winkel auf die Probe fällt. Die Probe

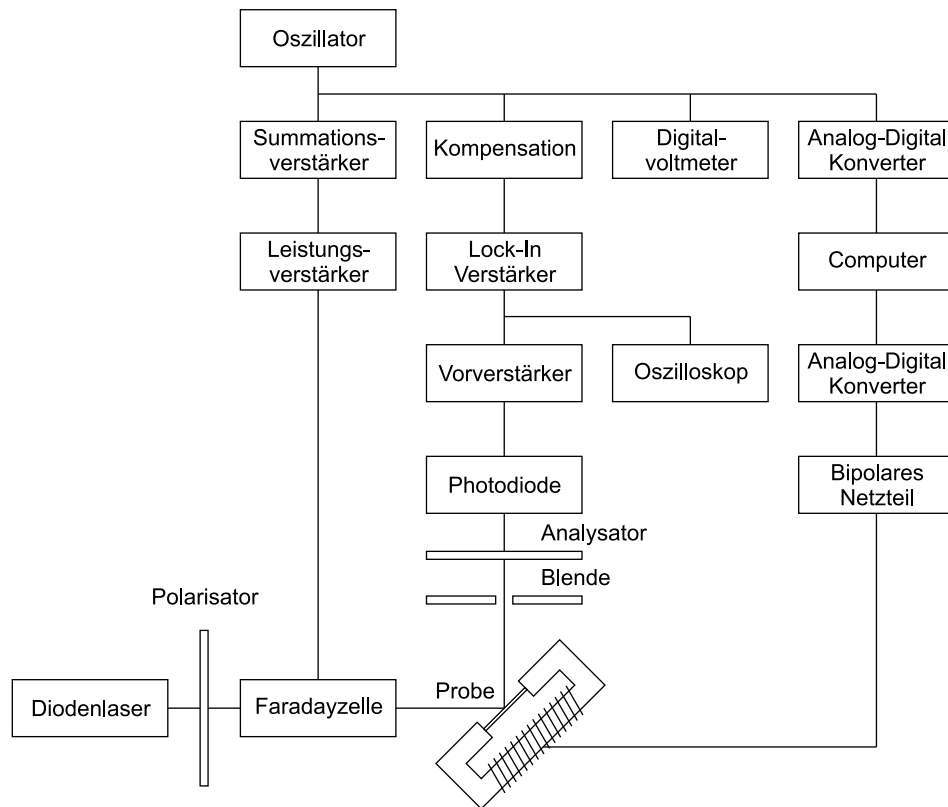


Abbildung 15: Aufbau des Kerrmagnetometers und Beschaltung der Elektronik.

ist so in dem Magnetfeld befestigt, dass in der Einfallsebene senkrecht zur Flächennormalen weist. Die Probe muss so justiert werden, dass bei einer Drehung um die Flächennormale immer an der gleichen Stelle auf dem Empfänger landet. Blende und Analysator müssen anschließend in den Strahlengang eingebracht werden.

## 7.2 Programm

Das Programm besteht aus drei Komponenten. Im Hauptmenü hat man die üblichen Möglichkeiten zum Laden und Speichern von Daten. Auf der linken Seite befindet sich die „manuelle“ Mess- und Steuerkonsole. *Ein1* bis *Ein3* geben die aktuellen gemessenen Werte an den Eingängen wieder. *Mot1* bis *Mot3* gibt die Möglichkeit die Schrittmotoren manuell zu verstellen. Bei *Aus1* und *Aus2* kann man beliebige Werte auf die zwei Ausgänge der ADDA-Karte legen. Das rechte Fenster ist das Ausgabefenster. Der Button Messen führt uns zur nächsten Programmkomponente.

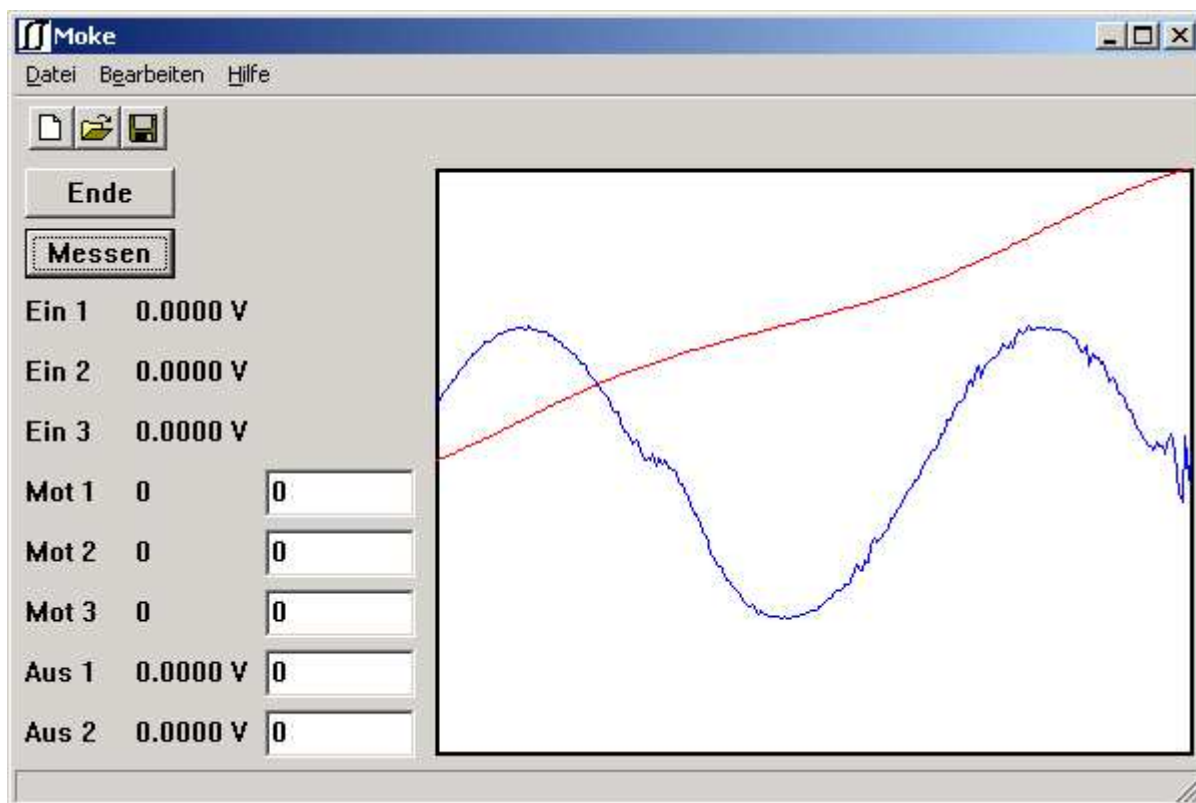


Abbildung 16: Hauptfenster

In dem Messfenster kann man diverse automatisierte Messungen starten. Mit *GoHome* fahren die Schrittmotoren an eine definierte Ausgangsposition. *Schiessen* schließt das Fenster. und *Stop* stoppt alle laufenden Messungen. *Dunkel* ist ein Algorithmus, der den Analysator automatisch in ein Intensitätsminimum fährt. ACHTUNG kein Eingang darf übersteuert sein! *Polarisation* startet einen Scan über einen Bereich verschiedener Einstellungen des Polarisators. *Hysteresis* nimmt eine Hysteresis auf. *Faraday* führt eine Kalibrierung des Faradayrotators aus. Die *Eigenschaften* Buttons hinter den Messbuttons führen uns zu einem weiteren Fenster.

In dem jeweiligen *Eigenschaften* Fenster kann man für die einzelnen Messprogramme die Parameter einstellen.



Abbildung 17: Fenster für Automatisierte Messungen

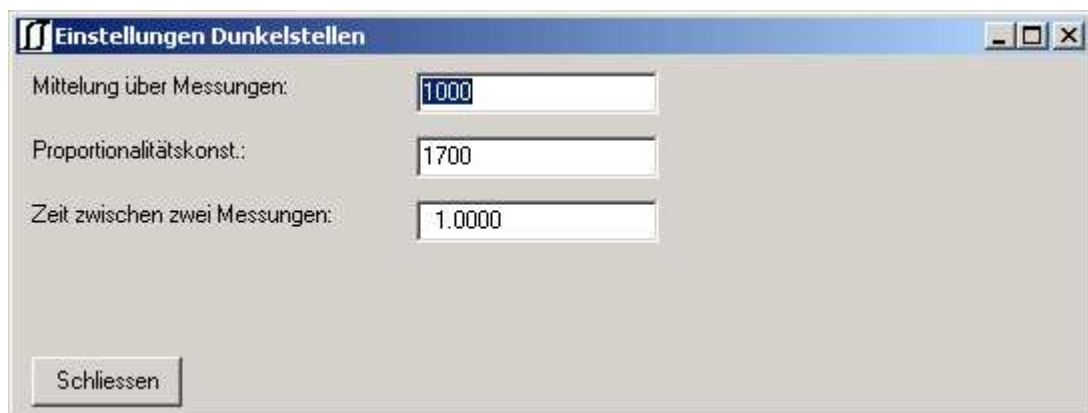


Abbildung 18: Einstellungen für die Messungen

## 7.3 Ergebnisse

### 7.3.1 Longitudinaler Kerr-Effekt

Zur Messung des longitudinalen Kerr-Effektes wurde der Versuch wie oben beschrieben aufgebaut. Vor jeder Messung muss der Analysator so eingestellt werden, dass der durchgelassene Strahl minimale Intensität hat.

Es wurden insgesamt 21 Hysteresekurven aufgenommen. Jeweils alle  $20^\circ$  von  $0^\circ$  bis  $360^\circ$  und noch zwei zusätzliche Messungen bei  $90^\circ$  und  $270^\circ$ . Das Messprogramm für eine Hysteresekurve lief ca. 3,5 Minuten. Nach der Aufnahme der Hysteresekurven wurde zur Kalibrierung das Magnetfeld mit einer Hallsonde vermessen.

Zunächst mussten die Daten aufbereitet werden. Die Daten enthalten einen Offset und eine Drift die herausgerechnet werden. Da alle Hysteresekurven bis in die Sättigung gingen sollte der erste und der letzte gemessene Wert einer Hysteresekurve der gleiche sein. Auf Grund von Temperatur-Effekten kann eine Drift auftreten. Unter der Annahme einer linearen Drift konnte diese von dem Messsignal abgezogen werden. Als ein weiterer Effekt kommt der sogenannte Offset hinzu. Er tritt auf, wenn der Polarisator und der Analysator nicht perfekt gekreuzt sind. Dann muss die Faraday-Zelle den fehlenden Winkel kompensieren. Unter der Annahme einer punktsymmetrischen Kurve kann man den Offset von dem Messsignal abziehen.

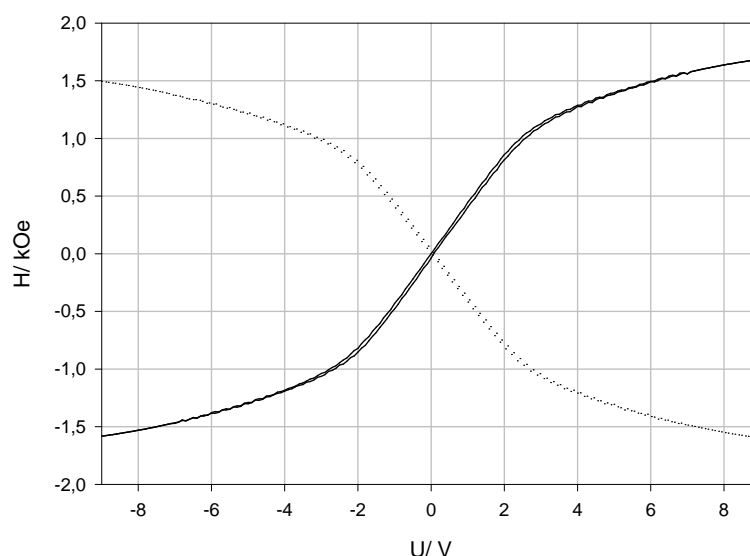


Abbildung 19: Kalibrierung des Magnetfeldes für den longitudinalen Kerr-Effekt: Magnetfeld gegen die Spannung der DA-Wandlers.

Als nächstes wurde mit der Kalibrierungsmessung die Skala für das Magnetfeld berechnet. Hierzu müssen die cgs-Einheiten in SI-Einheiten umgerechnet werden. Für die Feldstärke  $H$  gilt folgende Beziehung

$$\frac{H_{SI}}{A \cdot m^{-1}} = \frac{10^3}{4\pi} \frac{H_{cgs}}{Oe} \approx 79,577 \frac{H_{cgs}}{Oe}$$

Die Sättigungsmagnetisierung von Eisen beträgt 1714 Gauss. Mit der folgenden Gleichung

$$\frac{J_{SI}}{V \cdot s \cdot m^{-2}} = 4\pi 10^{-4} \frac{J_{cgs}}{G} \approx 12,5664 \cdot 10^{-4} \frac{J_{cgs}}{G}$$

auf SI-Einheiten umgerechnet ergibt sich  $2,154 V \cdot s \cdot m^{-2}$ . Somit ist es möglich auch die Skala für die Magnetisierung zu kalibrieren. Die Hysteresekurven sind im nachfolgenden Graphen dargestellt.

Im Folgenden sind die Kurven für die leichte Achse dargestellt.

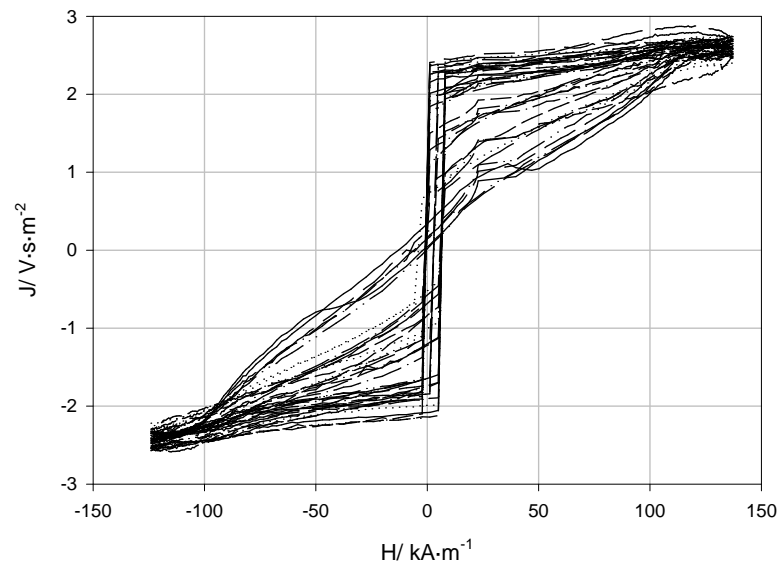


Abbildung 20: Hysteresekurven des Longitudinalen Kerr-Effektes einer dünnen Eisenschicht.

Im Folgenden sind die Kurven für die schwere Achse dargestellt.

Der folgende Polarplot zeigt die Magnetische Anisotropieenergie mit einem Fit der form

$$f = a * \sin \left( 2 * \frac{\pi * x}{b} + c \right)^2$$

Aus dem Fit ergibt sich für die schwere Achse ein Winkel von  $3,04^\circ C$  und eine Anisotropieenergie von  $137,88 kV \cdot A \cdot s \cdot m^{-3}$

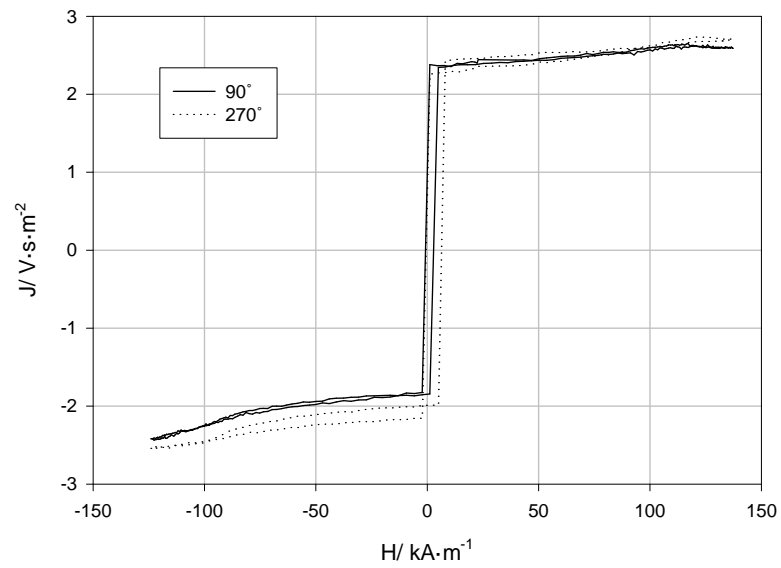


Abbildung 21: Hysteresekurven des Longitudinalen Kerr-Effektes einer dünnen Eisenschicht für die leichte Achse.

Die folgende Abbildung zeigt die Remanenz.

Die Sättigungsfeldstärke ergibt sich aus dem Mittelwert von  $128,88 kA \cdot m^{-1}$  und  $109,71 kA \cdot m^{-1}$  zu  $119,28 kA \cdot m^{-1}$

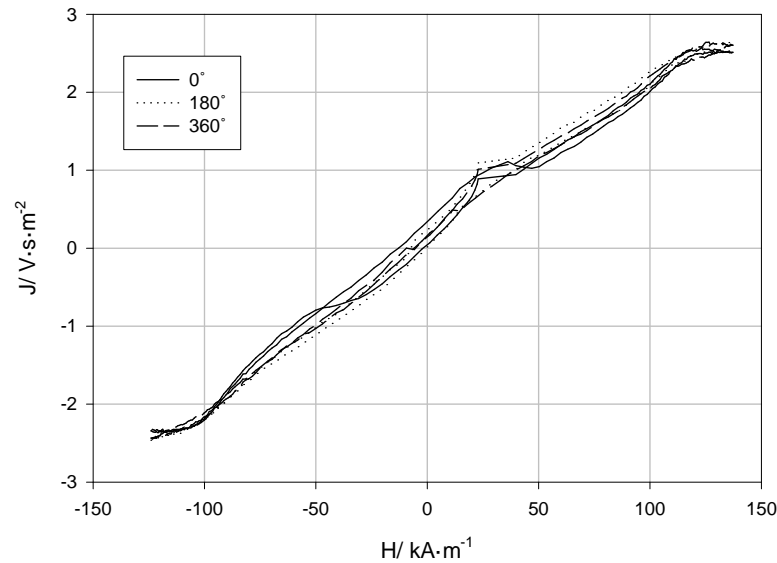


Abbildung 22: Hysteresekurven des Longitudinalen Kerr-Effektes einer dünnen Eisenschicht für die schwere Achse.

Die freie Energiedichte einer Schicht in einem Magnetfeld setzt sich aus dem Zeemannterm  $-\vec{J}_S \cdot \vec{H}$  und der uniaxialen Anisotropie  $g_K = K \cos^2 \theta' = K \sin^2 \theta$  zusammen. Mit  $\theta$ , dem Winkel zwischen  $J_S$  und der leichten X-Achse, folgt für die Komponente der schweren Achse

$$g = K \sin^2(\theta) - J_S H_y \sin \theta$$

Die Gleichgewichtsrichtung von  $J_S$  ergibt sich aus

$$\frac{\partial g}{\partial \theta} = 2K \sin(\theta) \cos(\theta) - J_S H_y \cos \theta$$

$$2K \sin(\theta) = J_S H_y$$

Liegt das Magnetfeld parallel zur schweren Achse  $\theta = \pi$  so folgt mit  $H = H_S = 119,28 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}$  und mit  $J_S = 2,154 \text{ V} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-2}$

$$K_1 = \frac{1}{2} J_S H_S = \frac{119,28 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1} \cdot 2,154 \text{ V} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-2}}{2} = 128,49 \text{ kV} \cdot \text{A} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3} = 1,2849 \cdot 10^5 \cdot \text{J} \cdot \text{m}^{-3}$$

In der Literatur findet man einen Wert von  $5,48 \cdot 10^4 \cdot \text{J} \cdot \text{m}^{-3}$

### 7.3.2 Vektorielle Magnetometrie

Für die Vektorielle Magnetometrie wurde ebenfalls eine Kalibrierung durchgeführt. Der erste Graph zeigt die Kalibrierkurve für das Magnetfeld, der zweite Graph die Kalibrierkurve für die Faraday-Rotation.

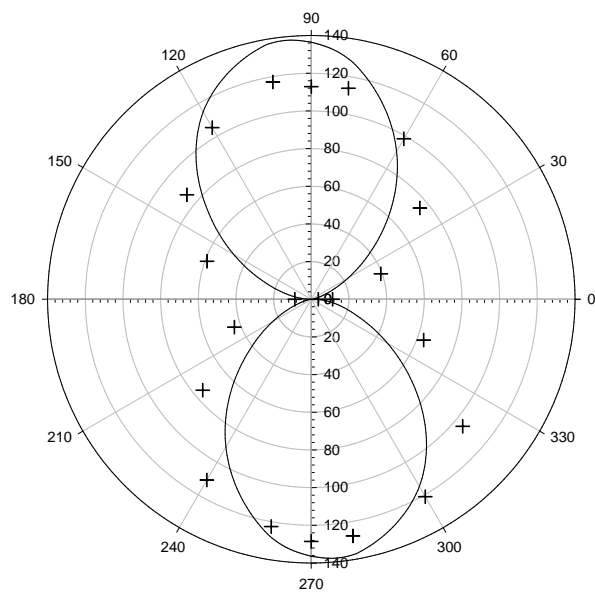


Abbildung 23: Magnetische Anisotropieenergie aufgetragen gegen den Winkel zwischen Probe und Magnetfeld.

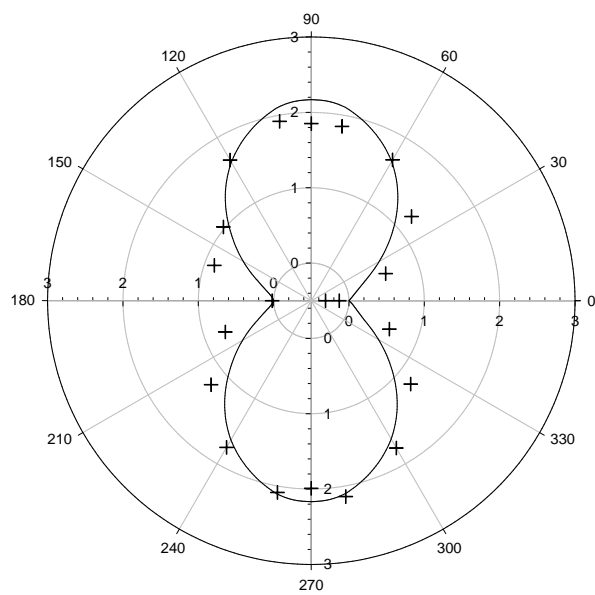


Abbildung 24: Remanenz aufgetragen gegen den Winkel zwischen Probe und Magnetfeld.

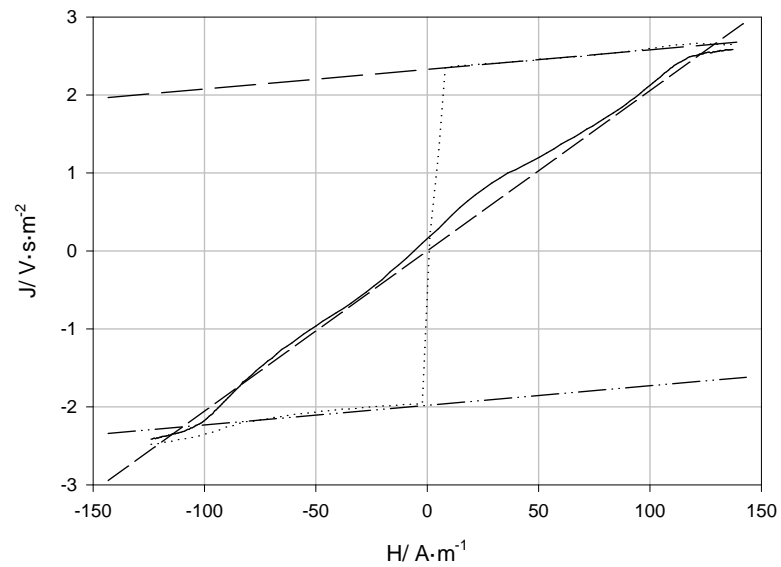


Abbildung 25: Aufgetragen sind die gemittelten Kurven für die schwere und leichte Achse mit den entsprechenden linearen Fits.

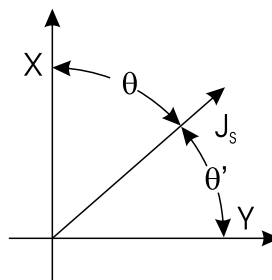


Abbildung 26: Berechnung der Anisotropikonstante

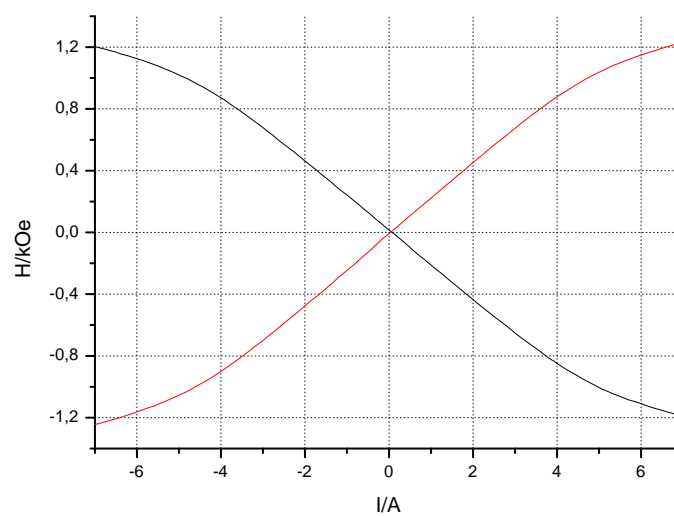


Abbildung 27: Eichung des Magnetfeldes

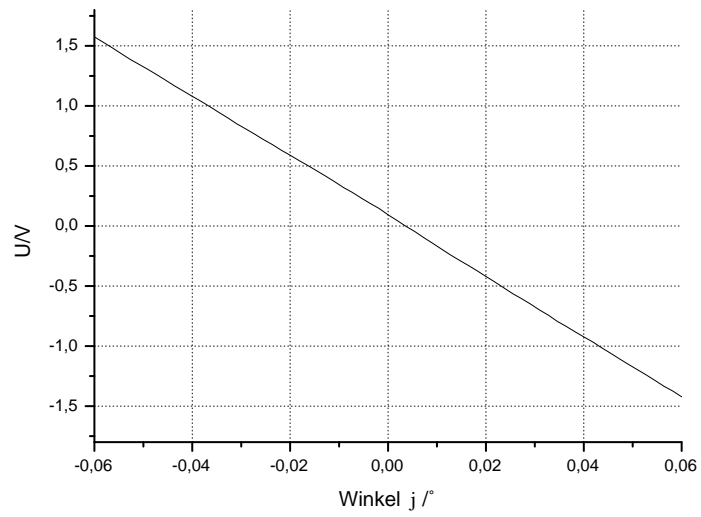


Abbildung 28: Eichung der Faraday-Rotation

Der folgende Graph zeigt einen Scan über die Einstellungen des Polarisators. Die durchgezogene Linie zeigt den Moke Winkel der remanenten Magnetisierung. Die gepunktete Linie zeigt die differenz der eingestellten Winkel von Polarisator und Analysator.

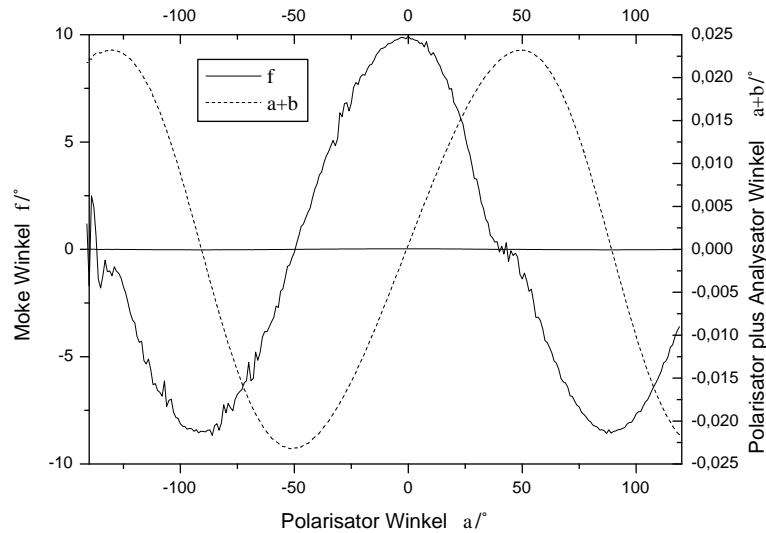


Abbildung 29: Messung der Remanenz in Abhängigkeit von der Polarisierungsebene des einfallenden Stahls

Aus dem Graphen kann man einige Parameter, so z.B. die Elliptizität des reflektierten strahls bestimmen. Mit der Gleichung für den unmagnetisierten Fall kann man die Gleichung für die Stellung des Analysators fitten.

$$\sin 2\beta(-|S|^2 \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha) = \Re S \cos 2\beta \sin 2\alpha$$

bekommt man die abhängigkeit von des Polarisationswinkels zum Analysatorwinkel von dem komplexen Parameter  $S$ :

$$\frac{\sin 2\beta}{\cos 2\beta} = \tan 2\beta = \frac{\Re S \sin 2\alpha}{(-|S|^2 \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha)}$$

Aus dem Fit folgt:  $S = S_1 + \imath S_2 = -1,233224 + \imath -0,58684$ . Aus der Gleichung für den magnetisierten Fall bekommt man für  $\alpha = 0^\circ$ :

$$\phi = \pm m_l \theta_p^l$$

und aus der Gleichung für  $\alpha = 90^\circ$ :

$$\phi = \mp m_l \theta_s^l$$

Mit  $S = S_1 + \imath S_2$  Daraus folgt:

$$\theta_s^l = \Re \left( \frac{r_{sp}}{r_{ss}} \right) = \Re \left( \frac{r_{sp} r_{pp}}{r_{pp} r_{ss}} \right) = \Re (\Psi_p / S) = \Re (\Psi_p \bar{S}) |S|^2$$

$$\theta_s^l |S|^2 = \theta_p^l S_1 - \epsilon_p S_2$$

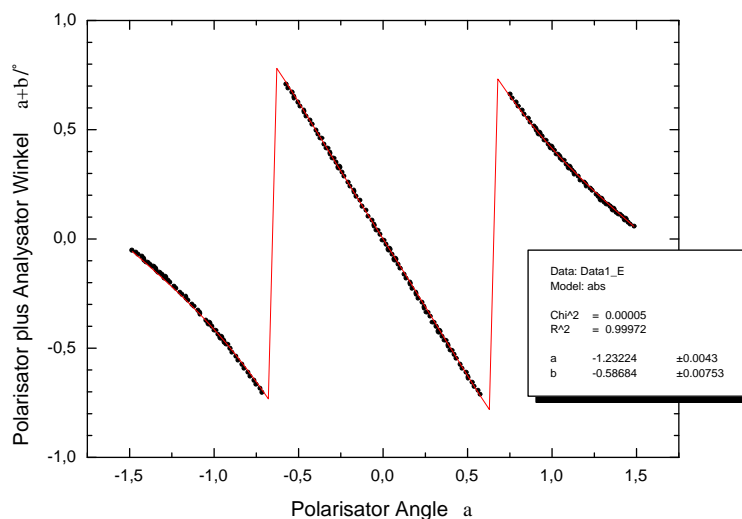


Abbildung 30: Fit für S

und

$$\theta_p^l = \Re \left( \frac{r_{sp}}{r_{pp}} \right) = \Re \left( \frac{r_{sp} r_{ss}}{r_{ss} r_{pp}} \right) = \Re (\Psi_p S)$$

$$\theta_p^l = \theta_s^l S_1 - \epsilon_s S_2$$

Weiterhin ergibt sich  $\theta_p^l = \theta(0^\circ)$  zu  $0,0248^\circ$  und  $\theta_s^l = \theta(90^\circ)$  zu  $-0,0213^\circ$ . Damit folgt für die Eliptizität:

$$\epsilon_s = \frac{\theta_s^l S_1 - \theta_p^l}{S_2} = 0,00250^\circ$$

Jetzt haben wir alle parameter zusammen und können die Gleichung für den Moke-Winkel theoretisch berechnen. Aus der Gleichung für den magnetisierten Fall folgt mit den Annahmen  $m_p = 0$  und  $m_t = 0$ :

$$\phi = +m_l \frac{-\theta_p^l \cos \alpha \cos(\alpha - 2\beta) - \theta_s^l |S|^2 \sin \alpha \sin(\alpha - 2\beta)}{+ \cos 2\beta \cos^2 \alpha - |S|^2 \cos 2\beta \sin^2 \alpha + \Re(S) \sin 2\alpha \sin 2\beta}$$

Die folgenden Graphen zeigen Messungen für unterschiedliche Ausrichtung der Probe bei unterschiedlichen Einstellungen des polarisationswinkels des analysators.

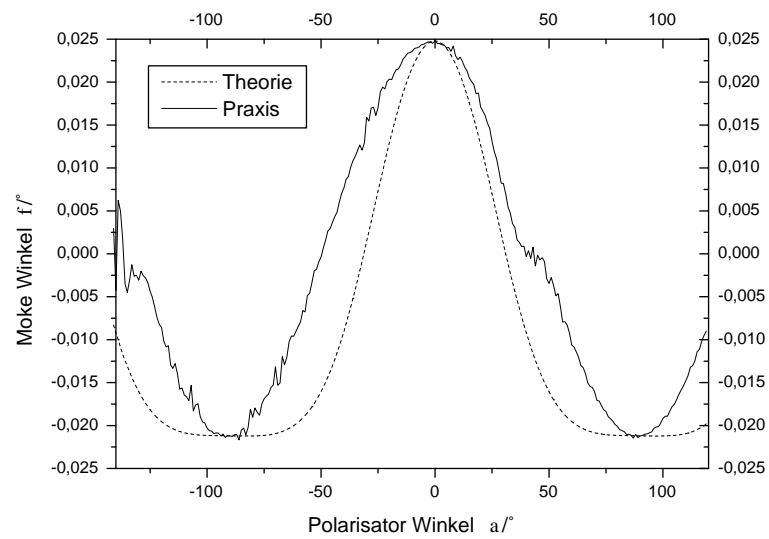


Abbildung 31: Theoretische Kurve des Moke Winkels

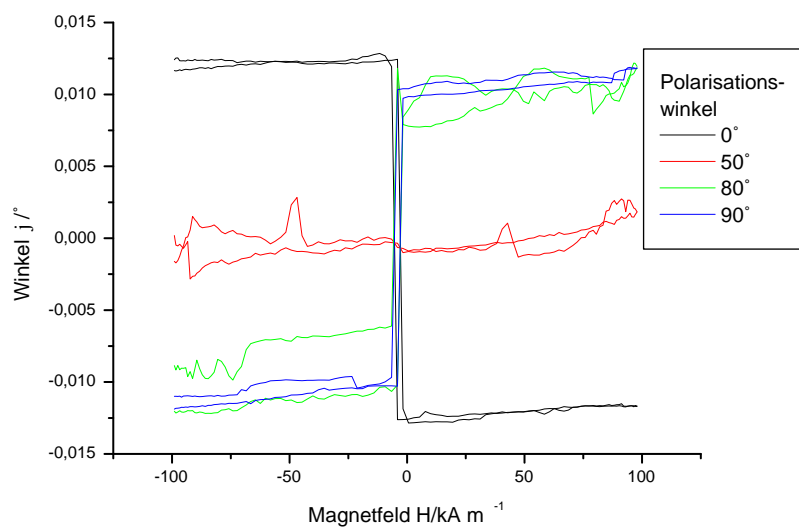


Abbildung 32: Hysterese der Leichten Achse

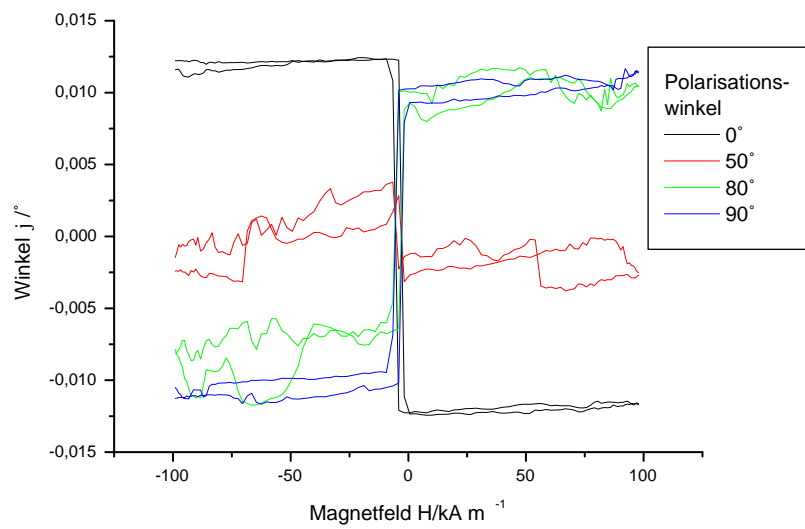


Abbildung 33: Hysteresen für eine um  $10^\circ$  aus der leichten Achse herausgedrehte Probe

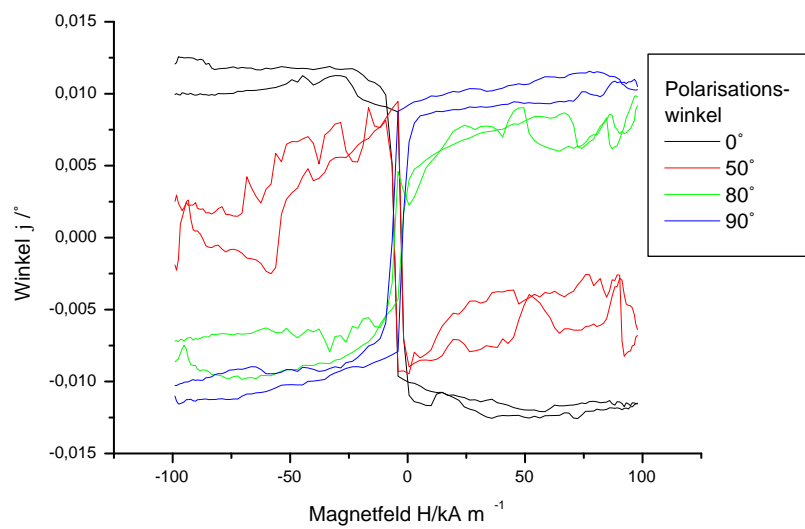


Abbildung 34: Hysteresen für eine um  $45^\circ$  aus der leichten Achse herausgedrehte Probe

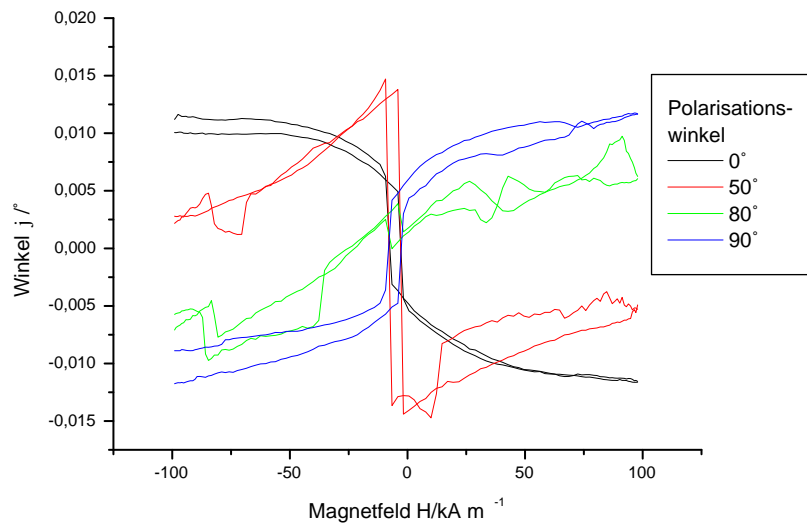


Abbildung 35: Hysteresen für eine um  $70^\circ$  aus der leichten Achse herausgedrehte Probe

Der folgende Graph zeigt wie sich die Ausrichtung der Magnetisierung während einer Hysteresemessung ändert. Bei starkem Magnetfeld ist die Magnetisierung fast vollständig in richtung der schweren Achse ausgerichtet. Mit abnehmendem Feld dreht sich die Magnetisierung zur Leichten Achse hin, der transversale Kerr-Effekt wird größer und bei geringer Feldstärke springt die Magnetisierung in der leichten Achse um. Darauf hin wird die Magnetisierung wieder in die schere Achse hineingedreht.

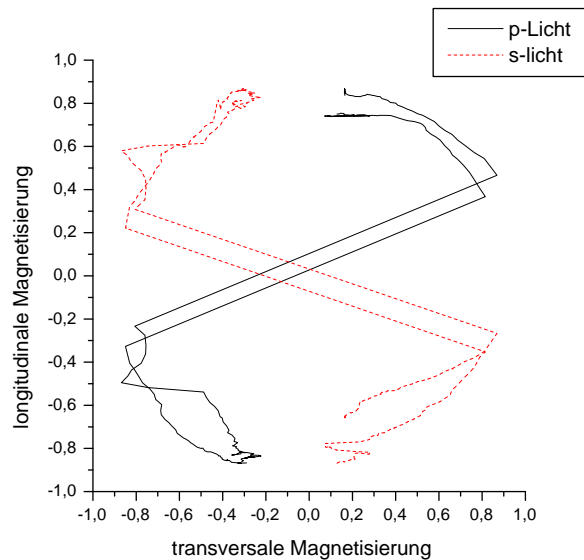


Abbildung 36: Rotation der Magnetisierung in der Probenoberfläche für die um  $20^\circ$  aus der harten Achse herausgedrehte Probe

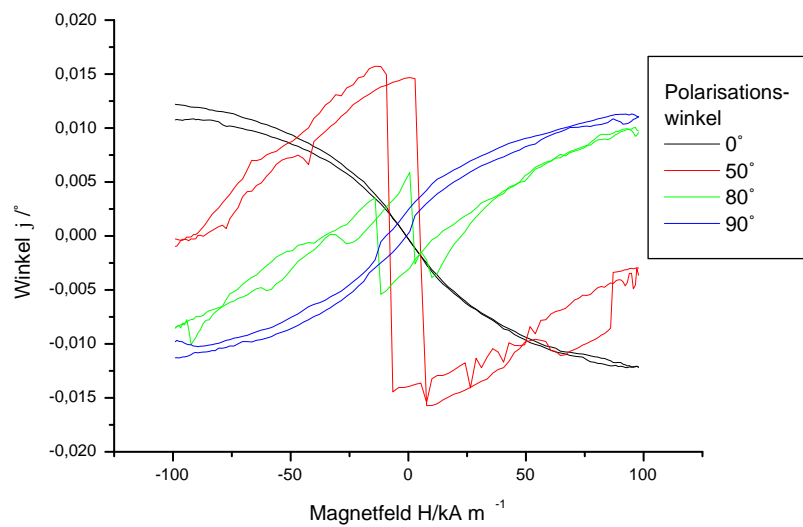


Abbildung 37: Hysteresen der Schweren Achse

Der letzte Graph zeigt ebenfalls die Ausrichtung der Magnetisierung während einer Hysteresemessung. Man sieht, daß die Magnetisierung in der leichten Achse noch viel später umklappt. Unter Umständen kann man erreichen, daß die Magnetisierung garnicht umklappt, d.h. sie dreht in die einfache Achse und wird dann wieder in die Andere Richtung ausgedreht.

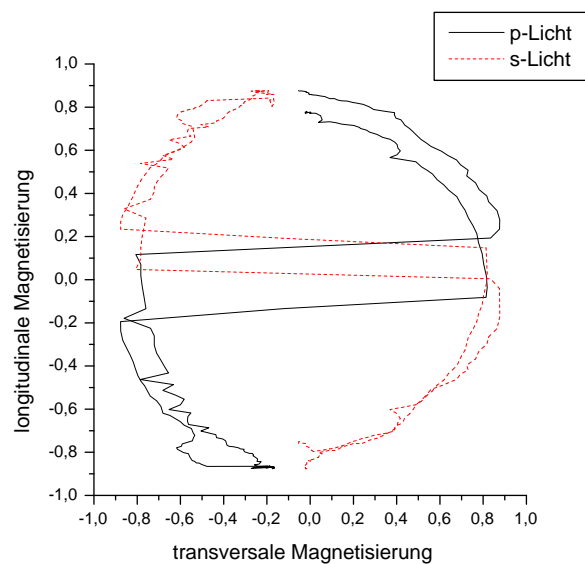


Abbildung 38: Rotation der Magnetisierung in der Probenoberfläche für die harte Achse

## 8 Programm

### 8.1 Hauptprogramm

```

unit Main;

interface

uses SysUtils, Windows, Classes, Graphics, Forms, Controls, Menus,
    Dialogs, StdCtrls, Buttons, ExtCtrls, ComCtrls, ImgList, StdActns,
    ActnList, ToolWin, OleCtrls;

type
  TSDIAppForm = class(TForm)
    OpenDialog: TOpenDialog;
    SaveDialog: TSaveDialog;
    ToolBar1: TToolBar;
    ToolButton9: TToolButton;
    ToolButton1: TToolButton;
    ToolButton2: TToolButton;
    ActionList1: TActionList;
    FileNew1: TAction;
    FileOpen1: TAction;
    FileSave1: TAction;
    FileSaveAs1: TAction;
    FileExit1: TAction;
    EditCut1: TEditCut;
    EditCopy1: TEditCopy;
    EditPaste1: TEditPaste;
    HelpAbout1: TAction;
    StatusBar: TStatusBar;
    ImageList1: TImageList;
    MainMenu1: TMainMenu;
    File1: TMenuItem;
    FileNewItem: TMenuItem;
    FileOpenItem: TMenuItem;
    FileSaveItem: TMenuItem;
    FileSaveAsItem: TMenuItem;
    N1: TMenuItem;
    FileExitItem: TMenuItem;
    CutItem: TMenuItem;
    CopyItem: TMenuItem;
    PasteItem: TMenuItem;
    Help1: TMenuItem;
    HelpAboutItem: TMenuItem;
    Button1: TButton;
    Button2: TButton;
    Label1: TLabel;
    Label2: TLabel;
    Label3: TLabel;
    Label4: TLabel;
    Label5: TLabel;
    Label6: TLabel;
  end;

```

```

Label7: TLabel;
Label8: TLabel;
Label1a: TLabel;
Label2a: TLabel;
Label3a: TLabel;
Label4a: TLabel;
Label5a: TLabel;
Label6a: TLabel;
Label7a: TLabel;
Label8a: TLabel;
Edit4: TEdit;
Edit5: TEdit;
Edit6: TEdit;
Edit7: TEdit;
Edit8: TEdit;
Image1: TImage;
Timer1: TTimer;
procedure FileNew1Execute(Sender: TObject);
procedure FileOpen1Execute(Sender: TObject);
procedure FileSave1Execute(Sender: TObject);
procedure FileExit1Execute(Sender: TObject);
procedure HelpAbout1Execute(Sender: TObject);
procedure FormCreate(Sender: TObject);
procedure Button1Click(Sender: TObject);
procedure Button2Click(Sender: TObject);
procedure Edit4KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
procedure Edit5KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
procedure Edit6KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
procedure Edit7KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
procedure Edit8KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
procedure Timer1Timer(Sender: TObject);
procedure FormPaint(Sender: TObject);
private
  { Private declarations }
public
  { Public declarations }
end;

var
  SDIAppForm: TSDIAppForm;

implementation

uses Messen, Messung, Motoren, Global, Anzeige;

{$R *.DFM}

procedure TSDIAppForm.FormCreate(Sender: TObject);
begin
  SDIAppForm.Caption:='Moke';
  Button1.Caption:='Ende';
  Button2.Caption:='Messen';

```

```
Label1.Caption:='Ein 1';
Label2.Caption:='Ein 2';
Label3.Caption:='Ein 3';
Label4.Caption:='Mot 1';
Label5.Caption:='Mot 2';
Label6.Caption:='Mot 3';
Label7.Caption:='Aus 1';
Label8.Caption:='Aus 2';
Label1a.Caption:='0.0000 V';
Label2a.Caption:='0.0000 V';
Label3a.Caption:='0.0000 V';
Label4a.Caption:='0';
Label5a.Caption:='0';
Label6a.Caption:='0';
Label7a.Caption:='0.0000 V';
Label8a.Caption:='0.0000 V';
Edit4.Text:='0';
Edit5.Text:='0';
Edit6.Text:='0';
Edit7.Text:='0';
Edit8.Text:='0';
InitSM30;
InitPC20;
InitAnzeige;
Initialisierung;
end;

procedure Finit;
Begin
    FinitSM30;
    FinitPC20;
    SDIAppForm.Close;
End;

procedure TSDIAppForm.FileNew1Execute(Sender: TObject);
var i: integer;
begin
    i := 1;
    repeat
        Daten[1,i]:=0;
        Daten[2,i]:=0;
        Daten[3,i]:=0;
        i:=i+1;
    until i>2*Anz;
    InitAnzeige;
    PlotDaten(3,1,Anz,1);
end;

procedure TSDIAppForm.FileOpen1Execute(Sender: TObject);
var i,j : integer;
    Zeile, Wert: String;
    F: textfile;
```

```

    bla: Extended;
begin
    if OpenFileDialog.Execute then          { Dialog zum Dateiffnen anzeigen }
    begin
        AssignFile(F, OpenFileDialog.FileName);  { Datei ausgewählt }
        Reset(F);
        i := 0;
        DecimalSeparator:= '.';
        repeat
            i:=i+1;
            Readln(F, Zeile);                { Erste Zeile der Datei le-
sen }
            j:=1;
            Wert:='';
            while Zeile[j]<>' ' do
            begin
                Wert:=Wert+Zeile[j];
                j:=j+1;
            end;
            j:=j+1;
            Daten[1,i]:=strtofloat(Wert);
            Wert:='';
            while Zeile[j]<>' ' do
            begin
                Wert:=Wert+Zeile[j];
                j:=j+1;
            end;
            j:=j+1;
            Daten[2,i]:=strtofloat(Wert);
            Wert:='';
            while j<=length(Zeile) do
            begin
                Wert:=Wert+Zeile[j];
                j:=j+1;
            end;
            j:=j+1;
            Daten[3,i]:=strtofloat(Wert);
        until Eof(F);
        CloseFile(F);
        InitAnzeige;
        PlotDaten(2,1,i,1);
        PlotDaten(3,1,i,2);
    end;
end;

procedure TSDIAppForm.FileSave1Execute(Sender: TObject);
var i: integer;
    Zeile: String;
    output: textfile;
begin
    if SaveDialog.Execute then
    begin

```

```
if FileExists(SaveDialog.FileName) then
  if MessageDlg(Format('OK to overwrite %s', [SaveDialog.FileName]),
    mtConfirmation, mbYesNoCancel, 0) <> idYes then Exit;
assignfile(output, SaveDialog.FileName);
rewrite(output);
i := 1;
repeat
  str(Daten[1,i]:10:8, Zeichen);
  Zeile:=Zeichen;
  str(Daten[2,i]:10:8, Zeichen);
  Zeile:=Zeile+';' +Zeichen;
  str(Daten[3,i]:10:8, Zeichen);
  Zeile:=Zeile+';' +Zeichen;
  writeln(output, Zeile);
  i:=i+1;
until i>Anz;
CloseFile(output);
end;
end;

procedure TSDIAppForm.FileExit1Execute(Sender: TObject);
begin
  if MessageDlg('Wiklich beenden?', mtConfirmation, mbOkCancel, 0) = mrOK then
    begin
      Finit;
    end;
end;

procedure TSDIAppForm.HelpAbout1Execute(Sender: TObject);
begin
  { AboutBox.ShowModal; }
end;

procedure TSDIAppForm.Button1Click(Sender: TObject);
begin
  if MessageDlg('Wiklich beenden?', mtConfirmation, mbOkCancel, 0) = mrOK then
    begin
      Finit;
    end;
end;

procedure TSDIAppForm.Button2Click(Sender: TObject);
begin
  Form1.show;
end;

procedure TSDIAppForm.Edit4KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
begin
  if Key = #13 then
    begin
      Val(Edit4.Text, Zahl, Code);
      If Code = 0 then
```

```

begin
    Motoren.Motor1Fahren(Trunc(Zahl*5245000/180));
end else
begin
    Str(AktPos[1], Zeichen);
    Edit4.Text:= Zeichen;
end;
Key := #0;
end else
if Key = ',' then Key := '.';
end;

procedure TSDIAppForm.Edit5KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
begin
    if Key = #13 then
    begin
        Val(Edit5.Text, Zahl, Code);
        If Code = 0 then
        begin
            Motoren.Motor2Fahren(Trunc(Zahl*5245000/180));
        end else
        begin
            Str(AktPos[2], Zeichen);
            Edit5.Text:= Zeichen;
        end;
        Key := #0;
    end else
    if Key = ',' then Key := '.';
end;

procedure TSDIAppForm.Edit6KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
begin
    if Key = #13 then
    begin
        Val(Edit6.Text, Zahl, Code);
        If Code = 0 then
        begin
            Motoren.Motor3Fahren(Trunc(Zahl*5245000/180));
        end else
        begin
            Str(AktPos[3], Zeichen);
            Edit6.Text:= Zeichen;
        end;
        Key := #0;
    end else
    if Key = ',' then Key := '.';
end;

procedure TSDIAppForm.Edit7KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
begin
    if Key = #13 then
    begin

```

```

    Val(Edit7.Text, Zahl, Code);
    If Code = 0 then
    begin
        Out1 := Zahl;
    {
        PC201.AnalogOut[1]:=Out1;}
        str(Out1:6:4,Zeichen);
        Label7a.Caption:=Zeichen+' V';
    end else
    begin
        Str(Out1:6:4, Zeichen);
        Edit7.Text:= Zeichen;
    end;
    Key := #0;
end else
if Key = ',' then Key := '.';
end;

procedure TSDIAppForm.Edit8KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
begin
    if Key = #13 then
    begin
        Val(Edit8.Text, Zahl, Code);
        If Code = 0 then
        begin
            Out2 := Zahl;
        {
            PC201.AnalogOut[2]:=Out2;}
            str(Out2:6:4,Zeichen);
            Label8a.Caption:=Zeichen+' V';
        end else
        begin
            Str(Out2:6:4, Zeichen);
            Edit8.Text:= Zeichen;
        end;
        Key := #0;
    end else
    if Key = ',' then Key := '.';
end;

procedure TSDIAppForm.Timer1Timer(Sender: TObject);
begin
    Zahl:=Messung1(50);
    str(Zahl:6:4,Zeichen);
    Label1a.Caption:=Zeichen+' V';
    Zahl:=Messung2(50);
    str(Zahl:6:4,Zeichen);
    Label2a.Caption:=Zeichen+' V';
    Zahl:=Messung3(50);
    str(Zahl:6:4,Zeichen);
    Label3a.Caption:=Zeichen+' V';
    application.processmessages;
end;

```

```

procedure TSDIAppForm.FormPaint(Sender: TObject);
begin
  {   AnzeigeAktualisieren; }
end;

end.

```

## 8.2 Unit Vereinbarung der globalen Variablen

```

unit Global;

interface

const
  Cdiff = 1666666666;
  N = 1000;

type RealArray = Array [1..3,1..N] of Single;

Var
  Anz: integer;
  Max, Min, MaxAlt, MinAlt: Array [1..3] of Single;
  {   Motor1, Motor2, Motor3: tSM30Motor; }
  AktPos: Array [1..3] of longint;
  Daten: RealArray;
  DatenAnzeigen: Array [1..3] of Boolean;
  IMax, IStep: Single;
  Out1, Out2: Single;
  Durchlaeufer, AnzPunkte: Integer;
  Cprop, Data: longint;
  Zahl, Zeit: Single;
  Zeichen: string;
  Code: integer;
  FFileName: string;
  Wartezeit, Schrittweite: Single;
  Mittelung: integer;

procedure Initialisierung;

implementation

procedure Initialisierung;
var i, j: integer;
begin
  Anz:=110;
  Cprop:=1700;
  FFileName := 'Untitled';
  IMax:=7;
  IStep:=IMax/(Anz-1);
  Durchlaeufer:=1;
  AnzPunkte:=1000;
  Mittelung:=1000;
  for i:=1 to 3 do

```

```

begin
    DatenAnzeigen[i]:=false;
    Max[i]:=1;
    Min[i]:=-1;
    MaxAlt[i]:=1;
    MinAlt[i]:=-1;
    for j:=1 to N do Daten[i,j]:=0;
end;
Wartezeit:=1;
Schrittweite:=1;
end;

end.

```

### 8.3 Unit für Messabläufe

```

unit Messung;

interface

uses
    Windows, Messages, SysUtils, Classes, Graphics, Controls, Forms, Dialogs,
    StdCtrls;

type
    TForm1 = class(TForm)
        Label1: TLabel;
        Button1: TButton;
        Button2: TButton;
        Button3: TButton;
        Button4: TButton;
        Button5: TButton;
        Button6: TButton;
        Button8: TButton;
        Button9: TButton;
        Button10: TButton;
        Button11: TButton;
        Button13: TButton;
        procedure FormCreate(Sender: TObject);
        procedure Button1Click(Sender: TObject);
        procedure Button2Click(Sender: TObject);
        procedure Button3Click(Sender: TObject);
        procedure Button4Click(Sender: TObject);
        procedure Button5Click(Sender: TObject);
        procedure Button6Click(Sender: TObject);
        procedure Button7Click(Sender: TObject);
        procedure Button8Click(Sender: TObject);
        procedure Button10Click(Sender: TObject);
        procedure Button9Click(Sender: TObject);
        procedure Button11Click(Sender: TObject);
        procedure Button12Click(Sender: TObject);
        procedure Button13Click(Sender: TObject);
    private

```

```

    { Private-Deklarationen}
public
    { Public-Deklarationen}
end;

var
    Form1: TForm1;

implementation

uses Global, Motoren, Messen, Main, Anzeige, DunkelEinst,
    PolarisEinst, HystereseEinst, MagnetfEinst, FaradayEinst;

var stop: boolean;

{$R *.DFM}

procedure TForm1.FormCreate(Sender: TObject);
begin
    Label1.Caption:='';
    Form1.Caption:='Messung';
    Button1.Caption:='Go Home';
    Button2.Caption:='Schliessen';
    Button3.Caption:='Stop';
    Button4.Caption:='Dunkel';
    Button5.Caption:='Polarisation';
    Button6.Caption:='Hysterese';
    Button8.Caption:='Faraday';
    Button9.Caption:='Eigenschaften';
    Button10.Caption:='Eigenschaften';
    Button11.Caption:='Eigenschaften';
    Button13.Caption:='Eigenschaften';
end;

procedure Dunkel;
Var Fahren: integer;
begin
    repeat
        Zahl:=Messung3(Mittelung);
        Fahren:=Trunc(Cprop*Zahl);
        Motor2Fahren(AktPos[2]+Fahren);
        zeit:=time;
        repeat
            Application.ProcessMessages;
        until time>(zeit+wartezeit/86400);
    until (Abs(Zahl)<0.02) or (Stop=true);
end;

{Go Home}

procedure TForm1.Button1Click(Sender: TObject);
begin

```

```

    if MessageDlg('Unbedingt Kompensation AUS!!!',mtConfirmation, mbOkCancel, 0) = mrOK then
    begin
    {
        SM30Write(Motor1, mcGoHome, 600);
        SM30Write(Motor2, mcGoHome, 600);
        repeat
            SM30Read(Motor1, mcPosition, Data);
            AusgabeMotor1(Data);
            SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
            AusgabeMotor2(Data);
            Application.ProcessMessages;
            SM30Read(Motor1, mcState, Data);
        until Data=0;
        repeat
            SM30Read(Motor1, mcPosition, Data);
            AusgabeMotor1(Data);
            SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
            AusgabeMotor2(Data);
            Application.ProcessMessages;
            SM30Read(Motor2, mcState, Data);
        until Data=0;
        SM30Write(Motor1, mcPosition, 0);
        SM30Read(Motor1, mcPosition, Data);
        AusgabeMotor1(Data);
        AktPos[1]:=0;
        SM30Write(Motor2, mcPosition, 0);
        SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
        AusgabeMotor2(Data);
        AktPos[2]:=0;
        SM30Write(Motor1, mcGo, Trunc(-130*5245000/180));
        SM30Write(Motor2, mcGo, Trunc(-130.656*5245000/180));
        repeat
            SM30Read(Motor1, mcPosition, Data);
            AusgabeMotor1(Data);
            SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
            AusgabeMotor2(Data);
            Application.ProcessMessages;
            SM30Read(Motor1, mcState, Data);
        until Data=0;
        repeat
            SM30Read(Motor1, mcPosition, Data);
            AusgabeMotor1(Data);
            SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
            AusgabeMotor2(Data);
            Application.ProcessMessages;
            SM30Read(Motor2, mcState, Data);
        until Data=0;
        SM30Write(Motor1, mcPosition, 0);
        SM30Read(Motor1, mcPosition, Data);
        AusgabeMotor1(Data);
        AktPos[1]:=0;
        SM30Write(Motor2, mcPosition, 0);
    }
    end
end

```

```

        SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
        AusgabeMotor2(Data);
        AktPos[2]:=0;}
    end;
end;

{Schliessen}

procedure TForm1.Button2Click(Sender: TObject);
begin
    close;
end;

{Stop}

procedure TForm1.Button3Click(Sender: TObject);
begin
    Stop:=true;
end;

{Dunkel}

procedure TForm1.Button4Click(Sender: TObject);
begin
    Stop:=false;
    if MessageDlg('Kompensation eingeschaltet?',mtConfirmation, mbOkCancel, 0)
end;

{Polarisation}

procedure TForm1.Button5Click(Sender: TObject);
var i: integer;
    NullPos: longint;
    Nachregeln, RegelMessung: Single;
begin
    if MessageDlg('Kompensation eingeschaltet?',mtConfirmation, mbOkCancel, 0)
    begin
    {
        Stop:=False;
        NullPos:=AktPos[1];
        i:=0;
        SM30Write(Motor1, mcGo, Trunc(NullPos-Schrittweite*5245000/180));
        SM30Write(Motor2, mcGo, Trunc(AktPos[2]-Schrittweite*5245000/180));
        repeat
            SM30Read(Motor1, mcPosition, Data);
            AusgabeMotor1(Data);
            SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
            AusgabeMotor2(Data);
            Application.ProcessMessages;
            SM30Read(Motor1, mcState, Data);
        until Data=0;
        repeat
            SM30Read(Motor1, mcPosition, Data);

```

```

        AusgabeMotor1(Data);
        SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
        AusgabeMotor2(Data);
        Application.ProcessMessages;
        SM30Read(Motor2, mcState, Data);
until Data=0;
SM30Read(Motor1, mcPosition, Data);
AusgabeMotor1(Data);
AktPos[1]:=Data;
SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
AusgabeMotor2(Data);
AktPos[2]:=Data;
zeit:=time;
repeat
    Application.ProcessMessages;
until time>(zeit+wartezeit/86400);
Nachregeln:=Messung3(Mittelung);
SM30Write(Motor1, mcGo, NullPos);
SM30Write(Motor2, mcGo, Trunc(AktPos[2]+Schrittweite*5245000/180));
repeat
    SM30Read(Motor1, mcPosition, Data);
    AusgabeMotor1(Data);
    SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
    AusgabeMotor2(Data);
    Application.ProcessMessages;
    SM30Read(Motor1, mcState, Data);
until Data=0;
repeat
    SM30Read(Motor1, mcPosition, Data);
    AusgabeMotor1(Data);
    SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
    AusgabeMotor2(Data);
    Application.ProcessMessages;
    SM30Read(Motor2, mcState, Data);
until Data=0;
SM30Read(Motor1, mcPosition, Data);
AusgabeMotor1(Data);
AktPos[1]:=Data;
SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
AusgabeMotor2(Data);
AktPos[2]:=Data;
repeat
    i:=i+1;
    str(i, zeichen);
    labell.caption:='Schritt: '+zeichen;
{
    SDIAppForm.PC201.AnalogOut[1]:=1;}
{
    zeit:=time;
repeat
    Application.ProcessMessages;
until time>(zeit+wartezeit/86400);
Daten[1,i]:=Messung3(Mittelung);
{
    SDIAppForm.PC201.AnalogOut[1]:=-1;}

```

```

{
    zeit:=time;
    repeat
        Application.ProcessMessages;
    until time>(zeit+wartezeit/86400);
    Daten[2,i]:=Messung3(Mittelung);
{
    SDIAppForm.PC201.AnalogOut[1]:=0;}
{
    Daten[3,i]:=Daten[2,i]-Daten[1,i];
    SM30Write(Motor1, mcGo, Trunc(NullPos-i*Schrittweite*5245000/180);
    SM30Write(Motor2, mcGo, Trunc(AktPos[2]-Schrittweite*5245000/180);
    repeat
        SM30Read(Motor1, mcPosition, Data);
        AusgabeMotor1(Data);
        SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
        AusgabeMotor2(Data);
        Application.ProcessMessages;
        SM30Read(Motor1, mcState, Data);
    until Data=0;
    repeat
        SM30Read(Motor1, mcPosition, Data);
        AusgabeMotor1(Data);
        SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
        AusgabeMotor2(Data);
        Application.ProcessMessages;
        SM30Read(Motor2, mcState, Data);
    until Data=0;
    SM30Read(Motor1, mcPosition, Data);
    AusgabeMotor1(Data);
    AktPos[1]:=Data;
    SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
    AusgabeMotor2(Data);
    AktPos[2]:=Data;
    zeit:=time;
    repeat
        Application.ProcessMessages;
    until time>(zeit+wartezeit/86400);
    RegelMessung:=Messung3(Mittelung);
    Nachregeln:=Nachregeln+RegelMessung/4;
    repeat
        Motor2Fahren(AktPos[2]+Trunc(Cprop*RegelMessung));
        zeit:=time;
        repeat
            Application.ProcessMessages;
            until time>(zeit+wartezeit/86400);
            RegelMessung:=Messung3(Mittelung);
        until (abs(RegelMessung)<0.1) or (Stop=true);
        SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
        AusgabeMotor2(Data);
        AktPos[2]:=Data;
        str(Daten[1,i]:6:4, zeichen);
        Daten[1,i]:=(AktPos[1]*180/5245000);
        Daten[2,i]:=(AktPos[1]*180/5245000)-(AktPos[2]*180/5245000);
        If abs(Messung1(Mittelung))>9 then Stop:=true;

```

```

        If abs(Messung3(Mittelung))>9 then Stop:=true;
    until (i>=anz) or (Stop=true);
{
    SDIAppForm.PC201.AnalogOut[1]:=0;}
{
    InitAnzeige;
    PlotDaten(2,1,Anz,1);
    PlotDaten(3,1,Anz,2);}
end;
{
    SDIAppForm.PC201.AnalogOut[1]:=0;}
end;

{Hysterese}

procedure TForm1.Button6Click(Sender: TObject);
var i: integer;
    Strom: Single;
begin
    if MessageDlg('Kompensation eingeschaltet?',mtConfirmation, mbOkCancel, 0)
    begin
        Stop:=False;
        i:=0;
    {
        SDIAppForm.PC201.AnalogOut[1]:=-IMax/2;}
        zeit:=time;
        repeat
            Application.ProcessMessages;
        until time>(zeit+1/86400);
        repeat
            i:=i+1;
            str(i,zeichen);
            labell.caption:='Schritt: '+zeichen;
            Strom:=-IMax+2*IStep*(i-1);
    {
        SDIAppForm.PC201.AnalogOut[1]:=Strom/2;}
            zeit:=time;
            repeat
                Application.ProcessMessages;
            until time>(zeit+(2/10)/86400);
            Daten[1,i]:=Strom;
            Daten[2,i]:=Messung3(Mittelung);
        until (i>=anz) or (Stop=true);
        i:=0;
        repeat
            i:=i+1;
            str(anz+i,zeichen);
            labell.caption:='Schritt: '+zeichen;
            Strom:=IMax-2*IStep*(i-1);
    {
        SDIAppForm.PC201.AnalogOut[1]:=Strom/2;}
            zeit:=time;
            repeat
                Application.ProcessMessages;
            until time>(zeit+(2/10)/86400);
            Daten[3,(Anz-i+1)]:=Messung3(Mittelung);
        until (i>=anz) or (Stop=true);
    {
        SDIAppForm.PC201.AnalogOut[1]:=0;}

```

```

        InitAnzeige;
        PlotDaten(2,1,Anz,1);
        PlotDaten(3,1,Anz,2);
    end;
{
    SDIAppForm.PC201.AnalogOut[1]:=0;}
    if MessageDlg('Kompensation ausgeschaltet?',mtConfirmation, mbOkCancel, 0)
end;

{Magnetfeld}

procedure TForm1.Button7Click(Sender: TObject);
var i: integer;
begin
    Stop:=False;
    i:=0;
    repeat
        i:=i+1;
        str(i,zeichen);
        labell.caption:='Schritt: '+zeichen;
    {
        SDIAppForm.PC201.AnalogOut[1]:=-1+2*(i-1)/(Anz-1);}
        zeit:=time;
        repeat
            Application.ProcessMessages;
            until time>(zeit+(2/10)/86400);
            Daten[1,i]:=-1+2*(i-1)/(Anz-1);
            Daten[2,i]:=Messung1(Mittelung);
        until (i>=anz) or (Stop=true);
        i:=0;
        repeat
            i:=i+1;
            str(anz+i,zeichen);
            labell.caption:='Schritt: '+zeichen;
        {
            SDIAppForm.PC201.AnalogOut[1]:=1-2*(i-1)/(Anz-1);}
            zeit:=time;
            repeat
                Application.ProcessMessages;
                until time>(zeit+(2/10)/86400);
                Daten[3,(Anz-i+1)]:=Messung1(Mittelung);
            until (i>=anz) or (Stop=true);
        {
            SDIAppForm.PC201.AnalogOut[1]:=0;}
            InitAnzeige;
            PlotDaten(2,1,Anz,1);
            PlotDaten(3,1,Anz,2);
    end;

    {Faraday}

procedure TForm1.Button8Click(Sender: TObject);
var i: integer;
    NullPos: longint;
begin
    if MessageDlg('Kompensation eingeschaltet?',mtConfirmation, mbOkCancel, 0)

```

```

begin
{
    Stop:=False;
    i:=0;
    NullPos:=AktPos[2];
    SM30Write(Motor2, mcGo, Trunc(NullPos-0.1*5245000/180));
    repeat
        SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
        AusgabeMotor2(Data);
        Application.ProcessMessages;
        SM30Read(Motor2, mcState, Data);
    until Data=0;
    zeit:=time;
    repeat
        Application.ProcessMessages;
    until time>(zeit+5/86400);
    repeat
        i:=i+1;
        str(i, zeichen);
        labell.caption:='Schritt: '+zeichen;
        SM30Write(Motor2, mcGo, Trunc(NullPos+(-0.1+0.2*(i-1)/(Anz-
1))*5245000/180));
        repeat
            SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
            AusgabeMotor2(Data);
            Application.ProcessMessages;
            SM30Read(Motor2, mcState, Data);
        until Data=0;
        zeit:=time;
        repeat
            Application.ProcessMessages;
        until time>(zeit+(2/10)/86400);
        Daten[1,i]:=-0.1+0.1*i/55;
        Daten[2,i]:=Messung3(Mittelung);
        Daten[3,i]:=0;
    until (i>=anz) or (Stop=true);
    InitAnzeige;
    PlotDaten(2,1,Anz,2);
    SM30Write(Motor2, mcGo, NullPos);
    repeat
        SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
        AusgabeMotor2(Data);
        Application.ProcessMessages;
        SM30Read(Motor2, mcState, Data);
    until Data=0;}
end;
if MessageDlg('Kompensation ausgeschaltet?', mtConfirmation, mbOkCancel, 0)
end;

procedure TForm1.Button9Click(Sender: TObject);
begin
    form2.show;
end;

```

```

procedure TForm1.Button10Click(Sender: TObject);
begin
    form3.show;
end;

procedure TForm1.Button11Click(Sender: TObject);
begin
    form4.show;
end;

procedure TForm1.Button12Click(Sender: TObject);
begin
    form5.show;
end;

procedure TForm1.Button13Click(Sender: TObject);
begin
    form6.show;
end;

end.

```

#### 8.4 Unit zur Ausgabe von Daten

```

unit Anzeige;

interface

uses Classes, Graphics;

procedure InitAnzeige;

Procedure PlotDaten(datensatz, von, bis, Farbe: integer);

Procedure AnzeigeAktualisieren;

Procedure AusgabeMotor1(Zahl: integer);

Procedure AusgabeMotor2(Zahl: integer);

Procedure AusgabeMotor3(Zahl: integer);

implementation

uses Main, Global;

procedure InitAnzeige;
begin
    SDIAppForm.Image1.Canvas.brush.color:=clWhite;
    SDIAppForm.Image1.Canvas.Fillrect(Rect(0,0,SDIAppForm.Image1.width,SDIAppFo
    SDIAppForm.Image1.Canvas.pen.width:=3;

```

```

        SDIAppForm.Imagel.Canvas.pen.color:=clBlack;
        SDIAppForm.Imagel.Canvas.Rectangle(0,0,SDIAppForm.Imagel.width,SDIAppForm.I
        SDIAppForm.Imagel.Canvas.pen.width:=1;
end;

Procedure MinMax(datensatz, von, bis: integer);
var i: integer;
    HilfMin, HilfMax: Single;
begin
    HilfMin:=Daten[Datensatz,von];
    HilfMax:=Daten[Datensatz,von];
    for i:=von to bis do
    begin
        if Daten[Datensatz,i] < HilfMin then HilfMin:=Daten[Datensatz,i];
        if Daten[Datensatz,i] > HilfMax then HilfMax:=Daten[Datensatz,i];
    end;
    if HilfMin>=HilfMax then
    begin
        HilfMin:=HilfMax-1;
        HilfMax:=HilfMin+1;
    end;
    Min[datensatz]:=HilfMin;
    Max[datensatz]:=HilfMax;
end;

Procedure PlotDaten(datensatz, von, bis, Farbe: integer);
var i: integer;
begin
    DatenAnzeigen[datensatz]:=true;
    if Farbe=1 then SDIAppForm.Imagel.Canvas.pen.color:=clRed else
        if Farbe=1 then SDIAppForm.Imagel.Canvas.pen.color:=clGreen else
            SDIAppForm.Imagel.Canvas.pen.color:=clBlue;
    MinMax(datensatz, von, bis);
    SDIAppForm.Imagel.Canvas.MoveTo(Trunc((von-1)*SDIAppForm.Imagel.Width/bis),
    Min[datensatz]));
    if bis > von then
    begin
        for i:=von to bis do
        begin
            SDIAppForm.Imagel.Canvas.LineTo(Trunc((i-1)*SDIAppForm.Imagel.Wid
    Min[datensatz]));
        end;
    end;
end;

Procedure AnzeigeAktualisieren;
var i: integer;
begin
    for i:=1 to 3 do
        if DatenAnzeigen[i]=true then
            PlotDaten(i, 1, Anz, i);
end;

```

```

Procedure AusgabeMotor1(Zahl: integer);
begin
    str(Zahl*180/5245000:7:4,Zeichen);
    SDIAppForm.Label4a.Caption:=Zeichen;
end;

Procedure AusgabeMotor2(Zahl: integer);
begin
    str(Zahl*180/5245000:7:4,Zeichen);
    SDIAppForm.Label5a.Caption:=Zeichen;
end;

Procedure AusgabeMotor3(Zahl: integer);
begin
    str(Zahl*180/5245000:7:4,Zeichen);
    SDIAppForm.Label6a.Caption:=Zeichen;
end;

end.

```

### 8.5 Unit Interface zur Messkarte

```

unit Messen;

interface

procedure InitPC20;

procedure FinitPC20;

function Messung1(Mittelung: Integer): Single;

function Messung2(Mittelung: Integer): Single;

function Messung3(Mittelung: Integer): Single;

implementation

uses Global, Main;

procedure InitPC20;
begin
    Out1:=0;
    Out2:=0;
    {
        SDIAppForm.PC201.AnalogOut[1]:=0;
        SDIAppForm.PC201.AnalogOut[2]:=0;
    }
end;

procedure FinitPC20;
begin
    Out1:=0;
    Out2:=0;

```

```

{
    SDIAppForm.PC201.AnalogOut[1]:=0;
    SDIAppForm.PC201.AnalogOut[2]:=0;}
end;

function Messung1(Mittelung: Integer): Single;
Var hilf: Single;
    i: integer;
begin
    Hilf:=0;
    for i := 1 to Mittelung do Hilf:=Hilf{+SDIAppForm.PC201.AnalogIn[1]};
    Hilf:=Hilf/Mittelung;
    result:=Hilf;
end;

function Messung2(Mittelung: Integer): Single;
Var hilf: Single;
    i: integer;
begin
    Hilf:=0;
    for i := 1 to Mittelung do Hilf:=Hilf{+SDIAppForm.PC201.AnalogIn[2]};
    Hilf:=Hilf/Mittelung;
    result:=Hilf;
end;

function Messung3(Mittelung: Integer): Single;
Var hilf: Single;
    i: integer;
begin
    Hilf:=0;
    for i := 1 to Mittelung do Hilf:=Hilf{+SDIAppForm.PC201.AnalogIn[3]};
    Hilf:=Hilf/Mittelung;
    result:=Hilf;
end;

end.

```

## 8.6 Unit Interface zur Schrittmotorkarte

```

unit Motoren;

interface

procedure InitSM30;

procedure FinitSM30;

procedure Motor1Fahren(NeuPos: Integer);

procedure Motor2Fahren(NeuPos: Integer);

procedure Motor3Fahren(NeuPos: Integer);

implementation

```

```

uses Global, Main, forms, Anzeige;

procedure FinitSM30;
begin
{   if SM30Init(Motor1, 1, $2c0) = mcrOk then
    begin
        SM30Write(Motor1, mcPower, 0);
    end;
    if SM30Init(Motor2, 2, $2c0) = mcrOk then
    begin
        SM30Write(Motor2, mcPower, 0);
    end;
    if SM30Init(Motor3, 3, $2c0) = mcrOk then
    begin
        SM30Write(Motor3, mcPower, 0);
    end;}
end;

procedure InitSM30;
var i: integer;
begin
{   for i:=1 to 3 do
    begin
        AktPos[i]:=0;
    end;
    SM30Init(Motor1, 1, $2c0);
    if SM30Init(Motor1, 1, $2c0) = mcrOk then
    begin
        SM30Write(Motor1, mc510V, 5);
        SM30Write(Motor1, mcPosMode, mmPos);
        SM30Write(Motor1, mcAbsRel, mmAbs);
        SM30Write(Motor1, mcPosition, 0);
        SM30Write(Motor1, mcU, 60);
        SM30Write(Motor1, mcUhold, 50);
        SM30Write(Motor1, mcStepWidth, 64);
        SM30Write(Motor1, mcAmax, 10);
        SM30Write(Motor1, mcFmax, 600);
        SM30Write(Motor1, mcA, 10);
        SM30Write(Motor1, mcF, 600);
        SM30Write(Motor1, mcFg, 380);
        SM30Write(Motor1, mcSwitchMode, 21);
    end;
    SM30Init(Motor2, 2, $2c0);
    if SM30Init(Motor2, 2, $2c0) = mcrOk then
    begin
        SM30Write(Motor2, mc510V, 5);
        SM30Write(Motor2, mcPosMode, mmPos);
        SM30Write(Motor2, mcAbsRel, mmAbs);
        SM30Write(Motor2, mcPosition, 0);
        SM30Write(Motor2, mcU, 60);
        SM30Write(Motor2, mcUhold, 50);

```

```

    SM30Write(Motor2, mcStepWidth, 64);
    SM30Write(Motor2, mcAmax, 10);
    SM30Write(Motor2, mcFmax, 600);
    SM30Write(Motor2, mcA, 10);
    SM30Write(Motor2, mcF, 600);
    SM30Write(Motor2, mcFg, 380);
    SM30Write(Motor2, mcSwitchMOde, 21);
end;
SM30Init(Motor3, 3, $2c0);
if SM30Init(Motor3, 3, $2c0) = mcrOk then
begin
    SM30Write(Motor3, mc510V, 5);
    SM30Write(Motor3, mcPosMode, mmPos);
    SM30Write(Motor3, mcAbsRel, mmAbs);
    SM30Write(Motor3, mcPosition, 0);
    SM30Write(Motor3, mcU, 60);
    SM30Write(Motor3, mcUhold, 50);
    SM30Write(Motor3, mcStepWidth, 64);
    SM30Write(Motor3, mcAmax, 10);
    SM30Write(Motor3, mcFmax, 600);
    SM30Write(Motor3, mcA, 10);
    SM30Write(Motor3, mcF, 600);
    SM30Write(Motor3, mcFg, 380);
    SM30Write(Motor3, mcSwitchMOde, 21);
end;
if SM30Init(Motor1, 1, $2c0) = mcrOk then
begin
    SM30Write(Motor1, mcPower, 1);
{
    SM30Write(Motor1, mcGoHome, 600);
    SM30Read(Motor1, mcState, Data);
    while Data<>0 do
    begin
        SM30Read(Motor1, mcState, Data);
    end;
    SM30Write(Motor1, mcPosition, 0);}
{
    end;
if SM30Init(Motor2, 2, $2c0) = mcrOk then
begin
    SM30Write(Motor2, mcPower, 1);
{
    SM30Write(Motor2, mcGoHome, 600);
    SM30Read(Motor2, mcState, Data);
    while Data<>0 do
    begin
        SM30Read(Motor2, mcState, Data);
    end;
    SM30Write(Motor2, mcPosition, 0);}
{
    end;
{
    if SM30Init(Motor3, 3, $2c0) = mcrOk then
begin
    SM30Write(Motor3, mcPower, 1);
    SM30Write(Motor3, mcGoHome, 600);
    SM30Read(Motor3, mcState, Data);

```

```

        while Data<>0 do
        begin
            SM30Read(Motor3, mcState, Data);
            end;
            SM30Write(Motor3, mcPosition, 0);
        end;}
end;

procedure Motor1Fahren(NeuPos: Integer);
begin
{   if SM30Init(Motor1, 1, $2c0) = mcrOk then
    begin
        SM30Write(Motor1, mcGo, NeuPos);
    end;
    repeat
        SM30Read(Motor1, mcPosition, Data);
        AusgabeMotor1(Data);
        Application.ProcessMessages;
        SM30Read(Motor1, mcState, Data);
    until Data=0;
    SM30Read(Motor1, mcPosition, Data);
    AusgabeMotor1(Data);
    AktPos[1]:=NeuPos;}
end;

procedure Motor2Fahren(NeuPos: Integer);
begin
{   if SM30Init(Motor2, 2, $2c0) = mcrOk then
    begin
        SM30Write(Motor2, mcGo, NeuPos);
    end;
    repeat
        SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
        AusgabeMotor2(Data);
        Application.ProcessMessages;
        SM30Read(Motor2, mcState, Data);
    until Data=0;
    SM30Read(Motor2, mcPosition, Data);
    AusgabeMotor2(Data);
    AktPos[2]:=NeuPos;}
end;

procedure Motor3Fahren(NeuPos: Integer);
begin
{   if SM30Init(Motor3, 3, $2c0) = mcrOk then
    begin
        SM30Write(Motor3, mcGo, NeuPos);
    end;
    repeat
        SM30Read(Motor3, mcPosition, Data);
        AusgabeMotor3(Data);
        Application.ProcessMessages;

```

```

        SM30Read(Motor3, mcState, Data);
    until Data=0;
    SM30Read(Motor3, mcPosition, Data);
    AusgabeMotor3(Data);
    AktPos[3]:=NeuPos;}
end;

end.

```

## 8.7 Fenster für Einstellungen

```

unit DunkelEinst;

interface

uses
    Windows, Messages, SysUtils, Classes, Graphics, Controls, Forms, Dialogs,
    StdCtrls, global;

type
    TForm2 = class(TForm)
        Label1: TLabel;
        Edit1: TEdit;
        Button1: TButton;
        Label2: TLabel;
        Edit2: TEdit;
        Label3: TLabel;
        Edit3: TEdit;
        procedure FormCreate(Sender: TObject);
        procedure Button1Click(Sender: TObject);
        procedure Edit1KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
        procedure Edit2KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
        procedure Edit3KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
        procedure FormPaint(Sender: TObject);
    private
        { Private-Deklarationen}
    public
        { Public-Deklarationen}
    end;

var
    Form2: TForm2;

implementation

{$R *.DFM}

procedure TForm2.FormCreate(Sender: TObject);
begin
    Form2.Caption:='Einstellungen Dunkelstellen';
    Button1.Caption:='Schliessen';
    Label1.Caption:='Mittelung ber Messungen: ';

```

```

    str(Mittelung,Zeichen);
    Edit1.Text:=Zeichen;
    Label2.Caption:='Proportionalittskonst.';
    str(Cprop,Zeichen);
    Edit2.Text:=Zeichen;
    Label3.Caption:='Zeit zwischen zwei Messungen: ';
    str(wartezeit:8:4,Zeichen);
    Edit3.Text:=Zeichen;
end;

procedure TForm2.FormPaint(Sender: TObject);
begin
    Button1.Caption:='Schliessen';
    Label1.Caption:='Mittelung ber Messungen: ';
    str(Mittelung,Zeichen);
    Edit1.Text:=Zeichen;
    Label2.Caption:='Proportionalittskonst.';
    str(Cprop,Zeichen);
    Edit2.Text:=Zeichen;
    Label3.Caption:='Zeit zwischen zwei Messungen: ';
    str(wartezeit:8:4,Zeichen);
    Edit3.Text:=Zeichen;
end;

procedure TForm2.Button1Click(Sender: TObject);
begin
    close;
end;

procedure TForm2.Edit1KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
begin
    if Key = #13 then
    begin
        Val(Edit1.Text, Data, Code);
        If Code = 0 then
        begin
            Mittelung:=Data;
        end else
        begin
            Str(Mittelung,Zeichen);
            Edit1.Text:= Zeichen;
        end;
        Key := #0;
    end else
    if Key = ',' then Key := '.';
end;

procedure TForm2.Edit2KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
begin
    if Key = #13 then
    begin
        Val(Edit2.Text, Data, Code);

```

```

        If Code = 0 then
        begin
            CProp:=Data;
        end else
        begin
            Str(CProp,Zeichen);
            Edit2.Text:= Zeichen;
        end;
        Key := #0;
    end else
        if Key = ',' then Key := '.';
end;

procedure TForm2.Edit3KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
begin
    if Key = #13 then
    begin
        Val(Edit3.Text, Zahl, Code);
        If Code = 0 then
        begin
            Wartezeit:=Zahl;
        end else
        begin
            Str(Wartezeit:8:4,Zeichen);
            Edit3.Text:= Zeichen;
        end;
        Key := #0;
    end else
        if Key = ',' then Key := '.';
end;

end.

unit HystereseEinst;

interface

uses
    Windows, Messages, SysUtils, Classes, Graphics, Controls, Forms, Dialogs,
    StdCtrls, global;

type
    TForm4 = class(TForm)
        Label1: TLabel;
        Label2: TLabel;
        Edit1: TEdit;
        Edit2: TEdit;
        Button1: TButton;
        Label3: TLabel;
        Edit3: TEdit;
        procedure FormCreate(Sender: TObject);
        procedure Edit1KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
        procedure Edit2KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
    end;

```

```

    procedure Button1Click(Sender: TObject);
    procedure Edit3KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
    procedure FormPaint(Sender: TObject);
private
    { Private-Deklarationen}
public
    { Public-Deklarationen}
end;

var
    Form4: TForm4;

implementation

{$R *.DFM}

procedure TForm4.FormCreate(Sender: TObject);
begin
    Form4.Caption:='Einstellungen Hysteresemessungen';
    Button1.Caption:='Schliessen';
    Label1.Caption:='Mittelung ber Messungen: ';
    str(Mittelung,Zeichen);
    Edit1.Text:=Zeichen;
    Label2.Caption:='I max: ';
    str(IMax:8:4,Zeichen);
    Edit2.Text:=Zeichen;
    Label3.Caption:='Anz. Messpunkte: ';
    str(Anz,Zeichen);
    Edit3.Text:=Zeichen;
end;

procedure TForm4.FormPaint(Sender: TObject);
begin
    Button1.Caption:='Schliessen';
    Label1.Caption:='Mittelung ber Messungen: ';
    str(Mittelung,Zeichen);
    Edit1.Text:=Zeichen;
    Label2.Caption:='I max: ';
    str(IMax:8:4,Zeichen);
    Edit2.Text:=Zeichen;
    Label3.Caption:='Anz. Messpunkte: ';
    str(Anz,Zeichen);
    Edit3.Text:=Zeichen;
end;

procedure TForm4.Button1Click(Sender: TObject);
begin
    close;
end;

procedure TForm4.Edit1KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);

```

```
    if Key = #13 then
    begin
        Val(Edit1.Text, Data, Code);
        If Code = 0 then
        begin
            Mittelung:=Data;
        end else
        begin
            Str(Mittelung,Zeichen);
            Edit1.Text:= Zeichen;
        end;
        Key := #0;
    end else
    if Key = ',' then Key := '.';
end;

procedure TForm4.Edit2KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
begin
    if Key = #13 then
    begin
        Val(Edit2.Text, Zahl, Code);
        If Code = 0 then
        begin
            IMax:=Zahl;
        end else
        begin
            Str(IMax:8:4,Zeichen);
            Edit2.Text:= Zeichen;
        end;
        Key := #0;
    end else
    if Key = ',' then Key := '.';
end;

procedure TForm4.Edit3KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
begin
    if Key = #13 then
    begin
        Val(Edit3.Text, Data, Code);
        If (Code = 0) and (Data <= N) then
        begin
            Anz:=Data;
        end else
        begin
            Str(Anz,Zeichen);
            Edit3.Text:= Zeichen;
        end;
        Key := #0;
    end else
    if Key = ',' then Key := '.';
end;
```

```

end.

unit MagnetfEinst;

interface

uses
  Windows, Messages, SysUtils, Classes, Graphics, Controls, Forms, Dialogs,
  StdCtrls, global;

type
  TForm5 = class(TForm)
    Label1: TLabel;
    Edit1: TEdit;
    Button1: TButton;
    procedure Button1Click(Sender: TObject);
    procedure Edit1KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
    procedure FormCreate(Sender: TObject);
    procedure FormPaint(Sender: TObject);
  private
    { Private-Deklarationen}
  public
    { Public-Deklarationen}
  end;

var
  Form5: TForm5;

implementation

{$R *.DFM}

procedure TForm5.FormCreate(Sender: TObject);
begin
  Form5.Caption:='Einstellungen Magnetmessungen';
  Button1.Caption:='Schliessen';
  Label1.Caption:='Anz. Messpunkte: ';
  str(Anz, Zeichen);
  Edit1.Text:=Zeichen;
end;

procedure TForm5.FormPaint(Sender: TObject);
begin
  Button1.Caption:='Schliessen';
  Label1.Caption:='Anz. Messpunkte: ';
  str(Anz, Zeichen);
  Edit1.Text:=Zeichen;
end;

procedure TForm5.Button1Click(Sender: TObject);
begin
  Close
end;

```

```

procedure TForm5.Edit1KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
begin
    if Key = #13 then
    begin
        Val(Edit1.Text, Data, Code);
        If (Code = 0) and (Data <= N) then
        begin
            Anz:=Data;
        end else
        begin
            Str(Anz,Zeichen);
            Edit1.Text:= Zeichen;
        end;
        Key := #0;
    end else
    if Key = ',' then Key := '.';
end;

end.

unit PolarisEinst;

interface

uses
    Windows, Messages, SysUtils, Classes, Graphics, Controls, Forms, Dialogs,
    StdCtrls, global;

type
    TForm3 = class(TForm)
        Button1: TButton;
        Label1: TLabel;
        Edit1: TEdit;
        Label2: TLabel;
        Edit2: TEdit;
        Label3: TLabel;
        Edit3: TEdit;
        Label4: TLabel;
        Edit4: TEdit;
        Label5: TLabel;
        Edit5: TEdit;
        procedure FormCreate(Sender: TObject);
        procedure Button1Click(Sender: TObject);
        procedure Edit1KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
        procedure Edit2KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
        procedure Edit3KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
        procedure Edit4KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
        procedure Edit5KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
        procedure FormPaint(Sender: TObject);
    private
        { Private-Deklarationen}
    public

```

```

    { Public-Deklarationen}
end;

var
    Form3: TForm3;

implementation

{$R *.DFM}

procedure TForm3.FormCreate(Sender: TObject);
begin
    Form3.Caption:='Einstellungen Polarisationsmessung';
    Button1.Caption:='Schliessen';
    Label1.Caption:='Mittelung ber Messungen: ';
    str(Mittelung, Zeichen);
    Edit1.Text:=Zeichen;
    Label2.Caption:='Proportionalittskonst.: ';
    str(Cprop, Zeichen);
    Edit2.Text:=Zeichen;
    Label3.Caption:='Zeit zwischen zwei Messungen: ';
    str(Wartezeit:8:4, Zeichen);
    Edit3.Text:=Zeichen;
    Label4.Caption:='Schrittweite: ';
    str(Schrittweite:8:4, Zeichen);
    Edit4.Text:=Zeichen;
    Label5.Caption:='Anz. Messpunkte: ';
    str(Anz, Zeichen);
    Edit5.Text:=Zeichen;
end;

procedure TForm3.FormPaint(Sender: TObject);
begin
    Button1.Caption:='Schliessen';
    Label1.Caption:='Mittelung ber Messungen: ';
    str(Mittelung, Zeichen);
    Edit1.Text:=Zeichen;
    Label2.Caption:='Proportionalittskonst.: ';
    str(Cprop, Zeichen);
    Edit2.Text:=Zeichen;
    Label3.Caption:='Zeit zwischen zwei Messungen: ';
    str(Wartezeit:8:4, Zeichen);
    Edit3.Text:=Zeichen;
    Label4.Caption:='Schrittweite: ';
    str(Schrittweite:8:4, Zeichen);
    Edit4.Text:=Zeichen;
    Label5.Caption:='Anz. Messpunkte: ';
    str(Anz, Zeichen);
    Edit5.Text:=Zeichen;
end;

procedure TForm3.Button1Click(Sender: TObject);

```

```
begin
    close;
end;

procedure TForm3.Edit1KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
begin
    if Key = #13 then
        begin
            Val(Edit1.Text, Data, Code);
            If Code = 0 then
                begin
                    Mittelung:=Data;
                end else
                begin
                    Str(Mittelung,Zeichen);
                    Edit1.Text:= Zeichen;
                end;
            Key := #0;
        end else
            if Key = ',' then Key := '.';
end;

procedure TForm3.Edit2KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
begin
    if Key = #13 then
        begin
            Val(Edit2.Text, Data, Code);
            If Code = 0 then
                begin
                    CProp:=Data;
                end else
                begin
                    Str(Cprop,Zeichen);
                    Edit2.Text:= Zeichen;
                end;
            Key := #0;
        end else
            if Key = ',' then Key := '.';
end;

procedure TForm3.Edit3KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
begin
    if Key = #13 then
        begin
            Val(Edit3.Text, Zahl, Code);
            If Code = 0 then
                begin
                    Wartezeit:=Zahl;
                end else
                begin
                    Str(Wartezeit:8:4,Zeichen);
                    Edit3.Text:= Zeichen;
                end;
        end;
end;
```

```
        end;
        Key := #0;
    end else
        if Key = ',' then Key := '.';
    end;

procedure TForm3.Edit4KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
begin
    if Key = #13 then
        begin
            Val(Edit4.Text, Zahl, Code);
            If Code = 0 then
                begin
                    Schrittweite:=Zahl;
                end else
                begin
                    Str(Schrittweite:8:4,Zeichen);
                    Edit4.Text:= Zeichen;
                end;
            Key := #0;
        end else
            if Key = ',' then Key := '.';
    end;

procedure TForm3.Edit5KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
begin
    if Key = #13 then
        begin
            Val(Edit5.Text, Data, Code);
            If (Code = 0) and (Data <= N) then
                begin
                    Anz:=Data;
                end else
                begin
                    Str(Anz,Zeichen);
                    Edit5.Text:= Zeichen;
                end;
            Key := #0;
        end else
            if Key = ',' then Key := '.';
    end;

end.
```

**Literatur**

- [1] H.-J. Elmers  
Magnetismus dünner Filme in 30. IFF-Ferienkurs: Magnetische Schichtsysteme in Forschung und Anwendung  
Schriften des Forschungszentrums Jülich 1999  
(Fotokopie)
  
- [2] S. Blügel  
Magnetische Anisotropie und Magnetostriktion in 30. IFF-Ferienkurs: Magnetische Schichtsysteme in Forschung und Anwendung  
Schriften des Forschungszentrums Jülich 1999  
(Fotokopie)
  
- [3] Nils Weber  
Untersuchungen zum Magnetismus ultradünner Übergangs-Metall-Schichten durch Kombination von magneto-optischem Kerr-Effekt und Torsions-Oszillations-Magnetometrie  
INSTITUT FR ANGEWANDTE PHYSIK - Heinrich-Heine-Universität  
(Fotokopie)
  
- [4] Echart Kneller  
Quantentheorie und Elektronentheorie des Ferromagnetismus  
Springer-Verlag, Berlin/ Göttingen/ Heidelberg 1962  
(Fotokopie)
  
- [5] Handbook of Physik  
75. Auflage
  
- [6] Lock-In Verstärker: der erste „virtuelle“ FP-Versuch im Internet  
<http://fp.physik.uni-konstanz.de/lockin.htm>