

Magneto-optischer KERR-Effekt (MOKE)

Versuchanleitung
für Physiker

Vorausgesetzte Kenntnisse:

- lineare, zirkulare und elliptische Polarisation von Licht
- geometrische Optik
- Effekte des Dia-, Para-, Ferro-, Antiferro- und Ferrimagnetismus
- Ursachen und Beschreibung des Magnetismus
- Kenngrößen einer Hysterese
- atomare Quantentheorie: Spin- und Bahndrehimpuls
- komplexe Brechungsindizes
- Grundlagen des KERR-Effekts
- Fehlerfortpflanzung

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Grundlagen	6
2.1	Grundlagen des Magnetismus	6
2.1.1	Grundlegende Definitionen und Größen	6
2.1.2	Magnetismus ohne Wechselwirkung	7
2.1.3	Materialien mit Wechselwirkung	8
2.2	Polarisation von Licht	14
2.3	Magneto-optischer KERR-Effekt	15
2.3.1	Geometrien des KERR-Effekts	17
2.3.2	Die LORENTZ-Theorie des KERR-Effekts	17
2.3.3	Quantenmechanische Betrachtung	19
2.4	MOKE-Untersuchungen an ferrimagnetischem Gadolinium-Eisen Gd _{26.5} Fe _{73.5}	20
2.4.1	Die ferrimagnetischen Eigenschaften	21
2.4.2	Die Wechselwirkung von GdFe mit dem Laserstrahl	22
2.5	Die Anwendung des KERR-Effekts: Magneto-optische Datenspei- cherung	24
3	Aufbau	27
3.1	Der Strahlengang	27
3.2	Das Messprinzip	29
3.3	<i>Lock-In</i> -Verstärker	31
3.4	Das LabVIEW-Messprogramm „MOKE.exe“	34
3.5	Peripherie	36
4	Durchführung und Aufgaben: 1. Versuchstag	40
4.1	Sicherheit	40
4.2	Grundlage der Justierung optischer Bauteile für polarisierte Licht- strahlen	41
4.3	Voruntersuchung zur Charakterisierung der optischen Bauteile	42
4.4	Bestimmung der Laserwellenlänge mit dem Lineal	42
4.5	Justierungsroutine im Versuch	42
4.5.1	Laser-Jochbohrung	43
4.5.2	Probe-Diode	43
4.5.3	Linsen- <i>Pinhole</i> -System	44
4.5.4	Diodenjustierung	44
4.6	Messung der Hysterese von CoPt	45
5	Durchführung und Aufgaben: 2. Versuchstag	45
5.1	Messung der Hysterese von GdFe	45

6 Auswertung	46
6.1 Graphische Darstellung der Hysteresen	46
6.2 Bestimmung des Koerzitivfeldes	47
6.3 Ermittlung des Kompensationspunktes für GdFe	47
7 Fragen zur Selbstkontrolle	49



1 Einleitung

Der magneto-optische KERR-Effekt (MOKE) wurde 1876 von JOHN KERR entdeckt. Er besagt, dass sich die Polarisationssebene eines linear polarisierten Lichtstrahls bei Reflexion an einer magnetisierten Probe um einen Winkel θ_K (KERR-Winkel) dreht. Somit kann über die Messung des KERR-Winkels die Magnetisierung einer Probe beschrieben werden. Eine Änderung des äußeren magnetischen Feldes ist i.A. mit einer Magnetisierungsänderung der Probe verbunden. Durch Auswertung dieses Einflusses auf magnetische Materialien können diese charakterisiert werden. Diese Eigenschaft kann zum Beispiel bei der magneto-optischen Datenspeicherung eine technische Anwendung finden. Hier wächst mit der immer weiter fortschreitenden Entwicklung magneto-optischer Datenspeichermedien das Interesse an immer dünneren magnetischen Schichten, die einerseits eine leicht zu definierende, und andererseits gegenüber äußeren störenden Einflüssen eine stabile Magnetisierung besitzen. Der KERR-Effekt ist hervorragend zur Untersuchung der magnetischen Eigenschaften dünner Filme geeignet, da schon wenige Monolagen magnetischen Materials ausreichen, um eine messbare Drehung der Polarisationssebene hervorzurufen. Andererseits reicht eine geringe Intensität des eingestrahlten Lichts für die Messung aus, so dass keine Veränderung der Probeneigenschaften durch thermische Prozesse auftritt. Der magneto-optische KERR-Effekt hat sich aus diesen Gründen zu einem Standardverfahren bei der Untersuchung dünner magnetischer Schichten entwickelt.

Durch diesen Versuch soll der Praktikant nicht nur einen Einblick in eine gängige Untersuchungsmethode magnetischer Schichten erhalten, sondern auch Kenntnisse über den Umgang mit optischen Instrumenten erfahren. Darunter fällt der Aufbau und die Justierung des Strahlengangs, Kenntnis über die Funktionsweise der optischen Bauteile und der sicherheitsbewusste Umgang mit ihnen. Der Versuch ist auf zwei Versuchstage ausgelegt. Am ersten Versuchstag sollen die Praktikanten einige Vorversuche durchführen, um die optischen Elemente zu charakterisieren und die Grundprinzipien der Justage eines optischen Experimentes kennen zu lernen. Die Hauptaufgabe besteht darin, den Strahlengang für den MOKE-Versuch aufzubauen und zu justieren, so dass die im Versuch *Dünnschichttechnologie* hergestellten CoPt-Proben untersucht werden können. Am zweiten Tag wird dann die Magnetisierung einer GdFe-Probe temperaturabhängig vermessen, um den Kompensationspunkt zu ermitteln.

Sicherheitshinweis: Bei diesem Versuch wird ein 5 mW Diodenlaser verwendet. Diese Leistung ist ausreichend, um dem Auge irreversible Schäden zuzufügen. Deshalb:

Nie direkt in den Laserstrahl blicken!

Da das Auge auch durch reflektiertes und gestreutes Laserlicht verletzt werden kann, müssen während des Versuchs Uhren und Schmuck abgelegt und zur Sicherheit Laserschutzbrillen getragen werden.

2 Grundlagen

2.1 Grundlagen des Magnetismus

2.1.1 Grundlegende Definitionen und Größen

Die grundlegende physikalische Größe zur Beschreibung magnetischer Felder ist die magnetische Feldstärke \vec{H} mit $[H] = \text{A/m}$. In einem homogenen magnetischen Feld im Vakuum wird die magnetische Flussdichte oder Induktion definiert als

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad \text{mit} \quad \begin{aligned} [B] &= 1 \text{ T (Tesla)} = 1 \text{ N/Am (SI-System)} \\ [B] &= 1 \text{ G (Gauss)} = 10^{-4} \text{ T (cgs-System)}. \end{aligned}$$

Die Konstante $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$ heißt Permeabilität des Vakuums. Die Ursache für den Magnetismus in Materie sind atomare magnetische Dipolmomente. Das magnetische Moment $\vec{\mu}$ kann von dem Drehimpuls \vec{J} des Elektrons abgeleitet werden:

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{2m} \vec{J}. \quad (1)$$

Hierbei ist e die Elementarladung und m die Elektronenmasse. Da der Drehimpuls eine quantisierte Größe ist, gilt dies auch für das Moment. Das Elementarquant ist das BOHRsche Magneton

$$\mu_B = -\frac{e\hbar}{2m} = 9.274 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}. \quad (2)$$

Die Summe aller atomaren magnetischen Momente $\vec{\mu}_i$ ergibt das magnetische Moment \vec{m} . Die Anzahl der Momente pro Volumen V ist definiert als Magnetisierung

$$\vec{M} = \frac{\vec{m}}{V}. \quad (3)$$

Wird ein Material von einem Magnetfeld durchdrungen, so wird ein inneres statisches Feld, die Magnetisierung, hervorgerufen. Für die gesamte magnetische Induktion gilt dann

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad \Leftrightarrow \quad 1 + \frac{|\vec{M}|}{|\vec{H}|} = \mu \quad \text{mit} \quad \frac{|\vec{M}|}{|\vec{H}|} = \chi_m. \quad (4)$$

Dabei bezeichnen μ die **magnetische Permeabilität** und χ_m die **magnetische Suszeptibilität**. Beide Größen sind dimensionslose Materialkonstanten. Ist $\chi_m < 0$, so wird von diamagnetischem Verhalten gesprochen, während sich das Material bei $\chi_m > 0$ paramagnetisch oder ferromagnetisch verhält. Dieses unterschiedliche magnetische Verhalten von Materialien resultiert aus der Tatsache, ob die atomaren magnetischen Spins miteinander in Wechselwirkung stehen oder nicht.

2.1.2 Magnetismus ohne Wechselwirkung

Diamagnetismus Ein diamagnetisches Material zeichnet sich dadurch aus, dass es versucht, dem äußeren Magnetfeld entgegen zu wirken. Durch ein äußeres Magnetfeld werden in einem Diamagneten Änderungen des Bahndrehimpulses der Elektronen induziert, die nach der LENZschen Regel dem anregenden Feld entgegenwirken. Daher ist die Suszeptibilität diamagnetischer Materialien $\chi_{m,\text{dia}} < 0$. Diamagnetische Suszeptibilitäten liegen in der Größenordnung von $10^{-5} - 10^{-9}$. Supraleiter sind ideale Diamagneten mit einer Suszeptibilität $\chi_{m,\text{dia}} = -1$. Bei ihnen wird durch widerstandsfreie Ringströme das äußere Feld komplett aus dem Inneren des Materials gedrängt. Zu beachten ist, dass jedes Material diamagnetisches Verhalten zeigt. Treten jedoch weitere magnetische Effekte auf, ist aufgrund der sehr kleinen diamagnetischen Suszeptibilität der Diamagnetismus vernachlässigbar.

Paramagnetismus Für paramagnetische Materialien nimmt χ_m positive Werte in der Größenordnung von $10^{-4} - 10^{-6}$ an. Dieser Effekt tritt auf, wenn in der Materie nicht kompensierte atomare magnetische Momente existieren. Diese streben unter Einfluss eines äußeren magnetischen Feldes danach, sich in Feldrichtung zu drehen. Da die Ursachen für die atomaren magnetischen Momente der Spin der Elektronen sind, treten paramagnetische Effekte nur bei Materialien auf, deren Atome einen nicht verschwindenden Gesamtdrehimpuls und/oder Gesamtspin haben.

Die thermische Bewegung der magnetischen Momente wirkt ihrer Tendenz, sich entlang eines äußeren Feldes auszurichten, entgegen, so dass der Grad der Ausrichtung von der Stärke des Magnetfeldes und der Temperatur des Materials abhängt. Über das Verhältnis der potentiellen Energie

$$U_{\text{pot}} = -\vec{\mu} \cdot \vec{H} = -\mu H \cos(\Theta) \quad (5)$$

der magnetischen Momente zur thermischen Energie E_{therm} lässt sich eine Wahrscheinlichkeit im thermischen Gleichgewicht angeben, unter welchem Winkel Θ sich die Momente bezüglich des äußeren Feldes bei der thermischen Energie E_{therm} ausrichten:

$$W \propto \exp\left(-\frac{U_{\text{pot}}}{E_{\text{therm}}}\right) = \exp\left(-\frac{-\mu H \cos(\Theta)}{k_B T}\right) \quad (6)$$

$$\stackrel{U_{\text{pot}}/k_B T \ll 1}{\Rightarrow} W \propto 1 - \frac{U_{\text{pot}}}{E_{\text{therm}}} = 1 + \frac{\mu H \cos(\Theta)}{k_B T}. \quad (7)$$

Dabei ist Θ der Winkel des Moments zum Feld, k_B die BOLTZMANN-Konstante und T die Temperatur des Materials. In der Näherung für Raumtemperatur ($U_{\text{pot}}/k_B T \ll 1$) ist ersichtlich, dass die Wahrscheinlichkeit, dass sich magnetische Momente in Feldrichtung orientieren, am größten ist ($\cos \Theta \approx 1$). Antiparallele Ausrichtungen ($\cos \Theta \approx -1$) sind weniger wahrscheinlich. Die resultierende

2 Grundlagen

Magnetisierung lässt sich über die Differenz der parallelen und antiparallelen Momentvektorkomponenten entlang der Feldrichtung errechnen:

$$M = \mu \frac{N}{6} (W_{\text{parallel}} - W_{\text{antiparallel}}) \quad (8)$$

$$= \mu \frac{N}{6} \left(1 + \frac{\mu H}{k_B T} \right) - \mu \frac{N}{6} \left(1 - \frac{\mu H}{k_B T} \right) = \frac{N \mu^2 H}{3 k_B T}. \quad (9)$$

Dabei ist N die Zahl der Atome und die „6“ im Nenner berücksichtigt die Zahl der Raumrichtungen. Diese Gleichung zeigt für die paramagnetische Suszeptibilität den temperaturabhängigen Zusammenhang zwischen äußerem Magnetfeld und Magnetisierung:

$$\chi_{\text{para}} = \frac{M}{H} = \frac{N \mu^2}{3 k_B T} = \frac{C}{T}. \quad (10)$$

Diese Gleichung trägt den Namen **CURIE-Gesetz**. C ist die CURIE-Konstante. Der Verlauf des CURIE-Gesetzes ist in Abb. 1 schematisch dargestellt.

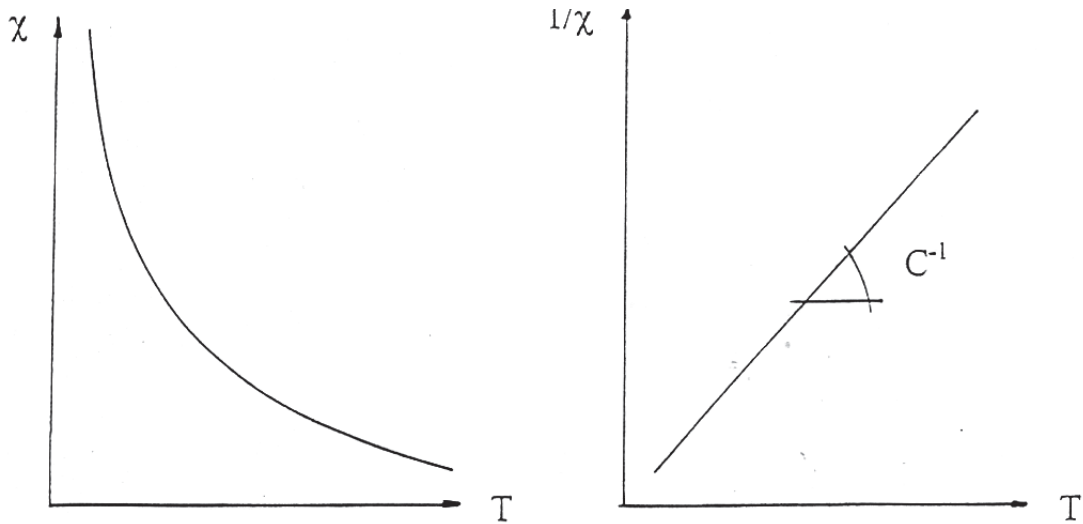


Abbildung 1: Schematische Darstellung des CURIE-Gesetzes.

2.1.3 Materialien mit Wechselwirkung

Ferromagnete, **Antiferromagnete** und **Ferrimagnete** besitzen unterhalb einer kritischen Temperatur langreichweitige Ordnung. Die Klassifizierung dieser Materialien ist nur von der Anordnung ihrer magnetischen Momente zueinander abhängig. Bei einem Ferromagneten sind die Momente parallel ausgerichtet, bei einem Antiferromagneten antiparallel mit gleichem Betrag des Moments und beim Ferrimagneten antiparallel mit unterschiedlichem Betrag des Moments (Abb. 2). Alle Konfigurationen aus Abb. 2 bis auf die des Antiferromagneten besitzen eine spontane Magnetisierung. Dennoch weist ein Antiferromagnet einen

Phasenübergang und eine spontane Ordnung auf.



Abbildung 2: Ordnungszustände von magnetischen Momenten. Aus [1].

Bei Temperaturen unterhalb der CURIE-Temperatur sind die magnetischen Momente in einem Ferromagneten ausgerichtet. Jedoch ist dabei das Sättigungsmoment wie in Abb. 3 dargestellt temperaturabhängig. Oberhalb der CURIE-Temperatur T_C ist die thermische Energie so groß, dass keine spontane Ordnung mehr stattfindet. Das Material verhält sich in diesem Bereich wie ein Paramagnet. Seine Temperaturabhängigkeit wird hier durch das CURIE-WEISS-Gesetz beschrieben, das später hergeleitet wird.

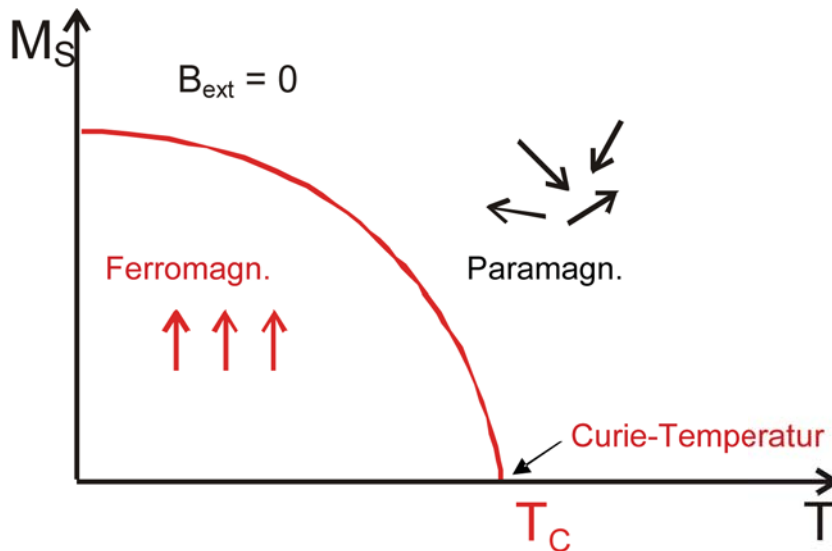


Abbildung 3: Ferromagnetsche Ordnung der Momente in Abhängigkeit von der Temperatur

Austauschwechselwirkung Die spontane Ausrichtung der atomaren magnetischen Momente setzt das Vorhandensein einer Wechselwirkung zwischen benachbarten Momenten voraus. Diese so genannte Austauschwechselwirkung (AWW) hat einen rein elektrostatischen Ursprung und ist nur quantenmechanisch erklärbar. Die direkte AWW ist durch Überlapp-Integrale der Wellenfunktionen der beteiligten magnetischen Ionen bedingt. Diese lässt sich über den **HEISEN-**

BERG-HAMILTON-Operator darstellen:

$$H = - \sum_{i,j} J_{ij} \cdot \vec{S}_i \vec{S}_j. \quad (11)$$

Die elementare Größe in diesem Operator ist das **Austauschintegral** J_{ij} (s. Abb. 4). Es erfasst die Stärke der Kopplung zweier Spinmomente \vec{S}_i und \vec{S}_j , indem die Differenz der Energien im antiparallelen Zustand $E_S^{\uparrow\downarrow}$ und parallel ausgerichteten Zustand $E_T^{\uparrow\uparrow}$ der beiden Spins betrachtet wird:

$$J_{ij} = E_S^{\uparrow\downarrow} - E_T^{\uparrow\uparrow}. \quad (12)$$

Darin steht der Index S für ein Spin-Singulett, bei dem sich der Gesamtspin durch die antiparallele Anordnung zu null addiert. Der Index T steht für ein Spin-Triplett, bei dem sich der Gesamtspin durch parallele Ausrichtung der Spins zu eins addiert.

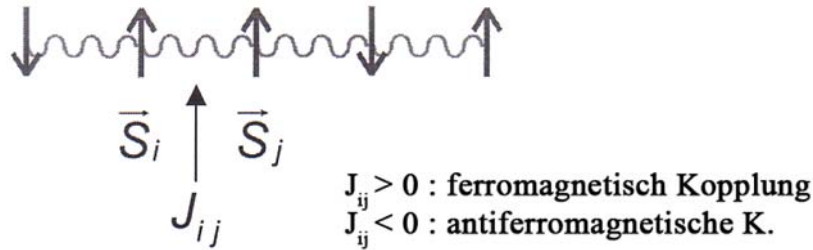


Abbildung 4: Lineare Kette von magnetischen Momenten. J_{ij} bezeichnet das Austauschintegral zwischen den beiden Momenten \vec{S}_i und \vec{S}_j .

Das Austauschintegral ist bestimmt durch den Betrag der Momente:

$$J_{ij} > 0 : \quad \text{Ferromagnetismus} \quad \uparrow\uparrow\uparrow\uparrow \quad (13)$$

$$J_{ij} < 0 : \quad \text{Antiferromagnetismus} \quad \uparrow\downarrow\uparrow\downarrow \quad (14)$$

$$J_{ij} < 0 : \quad \text{Ferrimagnetismus} \quad \uparrow\downarrow\uparrow\uparrow \quad (15)$$

Molekularfeld-Theorie Die Wechselwirkung aller magnetischen Momente mit einem Spin \vec{S} wird als **Molekularfeld** (auch Austauschfeld oder WEISS-Feld) bezeichnet. Der Tendenz der Momente, sich ferromagnetisch zu ordnen, steht die Wärmebewegung entgegen. Das Molekularfeld wird wie ein Magnetfeld \vec{H}_M behandelt. So wird angenommen, dass auf jedes magnetische Moment ein zur Gesamtmagnetisierung proportionales Magnetfeld

$$\vec{H}_M = \lambda \vec{M} \quad (16)$$

wirkt. Dadurch erfährt jeder Spin die mittlere Magnetisierung der anderen Spins, was der Wirkung eines effektiven Feldes gleich kommt. Es wird zunächst die

paramagnetische Phase betrachtet ($T > T_C$). Hier wird durch ein äußeres Magnetfeld \vec{H}_{ext} eine Magnetisierung hervorgerufen, die ihrerseits ein Molekularfeld erzeugt. Für die Gesamtmagnetisierung gilt

$$\vec{M} = \chi_{\text{para}} \left(\vec{H}_{\text{ext}} + \vec{H}_M \right). \quad (17)$$

In der paramagnetischen Phase folgt die Suszeptibilität dem CURIE-Gesetz. Durch Einsetzen der Formeln (16) und (17) in das CURIE-Gesetz (10) ergibt sich das CURIE-WEISS-Gesetz

$$\chi = \frac{|\vec{M}|}{|\vec{H}_{\text{ext}}|} = \frac{C}{T - C\lambda} = \frac{C}{T - T_C} \quad (18)$$

In Abbildung 5 ist die temperaturabhängige paramagnetische Suszeptibilität aufgetragen. Der linken Grafik ist zu entnehmen, dass bei der CURIE-Temperatur $T_C = C\lambda$ die Suszeptibilität divergiert, so dass bei verschwindendem äußeren Magnetfeld eine spontane Magnetisierung vorhanden ist. Ist die CURIE-Temperatur gleich null, so betrachten wir einen reinen Paramagneten, der durch das CURIE-Gesetz beschrieben wird.

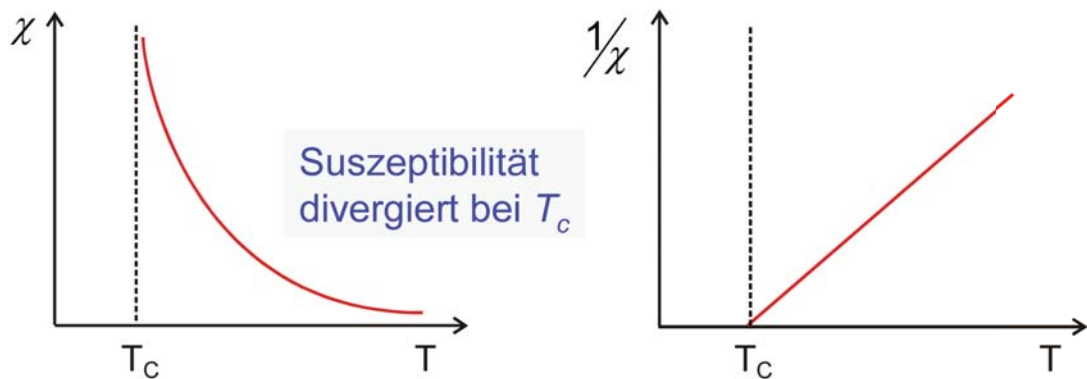


Abbildung 5: CURIE-WEISS-Gesetz

Anisotropieenergie Die bislang betrachtete magnetische Wechselwirkung ist isotrop, d.h. sie hat unabhängig von der Richtung denselben Betrag. In bestimmten ferromagnetischen Materialien werden jedoch sogenannte leichte und harte Richtungen der Magnetisierung beobachtet. Dies bedeutet, dass sich die magnetischen Momente spontan, d.h. ohne Einfluss eines äußeren Feldes, vorzugsweise in die leichte Richtung orientieren. In die harte Richtung hingegen lassen sich die Momente nur unter Einsatz eines äußeren Feldes drehen. Die Ursache für dieses Verhalten ist die magnetische Anisotropieenergie. Damit ist jene Energie bezeichnet, die benötigt wird, um die Magnetisierung von der leichten in die schwere Richtung zu drehen. Ursachen und Arten der Anisotropien sind:

2 Grundlagen

- Kristallgitter und Spin-Bahn-Kopplung: magneto-kristalline Anisotropie
- Freie Dipole an der Oberfläche: Formanisotropie
- Brechung der Symmetrie der Wellenfunktion an Grenzflächen und Oberflächen: Grenz- und Oberflächenanisotropie
- Gitterverzerrungen: magneto-elastische Anisotropie

Genauer zu Anisotropien wird im Versuch *Dünnschichttechnologie* erörtert. Hier sei nur knapp die kristalline Anisotropie erklärt. Die Ursache für dieses Phänomen liegt in der Asymmetrie der Ladungsverteilungen. Diese ist infolge der Spin-Bahn-Wechselwirkung nicht kugelsymmetrisch. Da die Asymmetrie mit der Richtung des Spins verbunden ist, ändert eine Drehung der Spinrichtung den Überlapp des räumlichen Anteils der Wellenfunktion (Abb. 6). Dies hat wiederum eine Änderung der Austauschenergie zur Folge. Diese Energieänderung bestimmt die Anisotropieenergie.

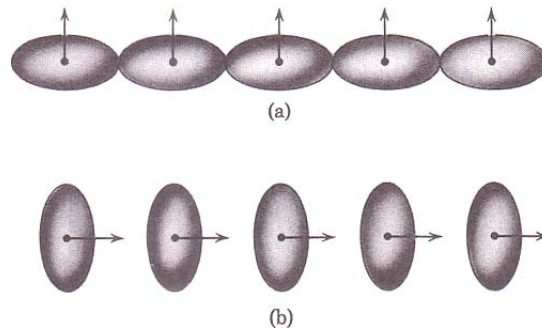


Abbildung 6: Schematische Darstellung der kristallinen Anisotropie: Durch Drehung der Spinrichtung relativ zur Kristallachse ändert sich durch den Überlapp unterschiedlicher Orbitale die Austauschenergie sowie die elektrostatische Wechselwirkungsenergie zweier benachbarter Atome. Beide Effekte liefern einen Beitrag zur Anisotropieenergie. Die Zustände a) und b) haben nicht die gleiche Energie. Aus [1].

Die Hysterese und ihre Kenngrößen Die ferromagnetische Phase zeichnet sich im Gegensatz zu der paramagnetischen Phase durch einen nicht-linearen Zusammenhang zwischen dem äußeren Magnetfeld \vec{H} und der Magnetisierung \vec{M} aus. Die Abhängigkeit wird ermittelt, indem das Material einem äußeren Magnetfeld ausgesetzt wird. Dieses wird so weit erhöht, bis die Sättigungsmagnetisierung M_S erreicht wird, also alle magnetischen Momente parallel zum äußeren Feld ausgerichtet sind. Verbleibt nach dem Zurückfahren des Magnetfelds auf Null eine Magnetisierung des Materials, wird diese Remanenz M_R genannt. Wird anschließend die Orientierung des Magnetfeldes geändert und der

Betrag soweit erhöht, bis das Material vollständig entmagnetisiert ist, ist das sogenannte Koerzitivfeld H_C erreicht. Nachdem die magnetische Feldstärke bis zur negativen Sättigungsmagnetisierung erhöht wurde, sind alle atomaren magnetischen Momente antiparallel zum vorigen Zustand der Sättigungsmagnetisierung eingestellt. Wird das Magnetfeld wieder zurückgefahren, umgepolt und bis zur magnetischen Sättigung des Materials erhöht, ergibt sich zwischen der Magnetisierung und dem äußerem Feld die in Abbildung 7 dargestellte Abhängigkeit. Diese nicht-lineare Charakteristik wird als Hysterese bezeichnet.

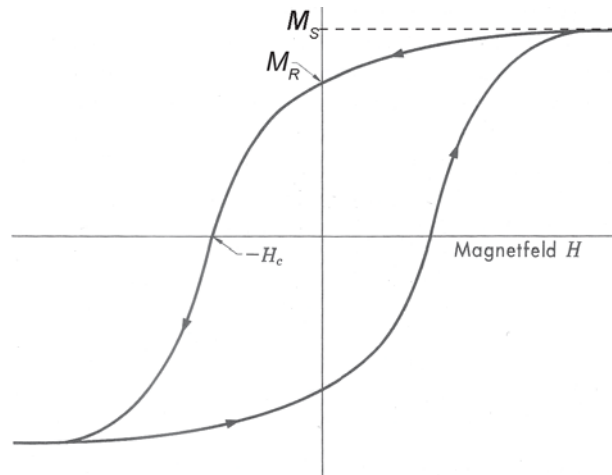


Abbildung 7: Magnetische Hysterese. Aus [1].

Anhand der Größe des Koerzitivfeldes wird unterschieden zwischen:

- hartmagnetischen Stoffen mit hohem Koerzitivfeld, z.B. $H_C = 600$ G (Al-NiCo) bis zu 10.000 G (SmCo_5) (Einsatz z.B. als Permanentmagnete) und
- weichmagnetischen Stoffen mit geringem Koerzitivfeld, z.B. $H_C = 0.5$ G (Fe-Si₄%) bis zu 2 mG (Supermalloy), dadurch geringe Hystereseverluste und hohe Anfangspermeabilität, wie es beim Bau von z.B. Transformatoren erwünscht ist.

Vorsicht: Diese Charakteristik ist nicht mit der von Materialien mit einer magnetisch leichten und einer magnetisch harten Richtung zu verwechseln. Deren Hysterese ist zusätzlich von der Richtung des angelegten äußeren Feldes abhängig. In Abbildung 8 sind Beispiele für Hysteresen mit angelegtem äußeren Feld entlang einer magnetisch leichten Achse (links) und entlang einer magnetisch harten Achse (rechts) dargestellt. Eine Hysteresekurve entlang einer leichten magnetischen Richtung zeichnet sich durch eine hohe Remanenz und einen scharfen Ummagnetisierungsprozess innerhalb eines kleinen Feldbereichs um die Koerzitivfeldstärke aus.

Ist die Magnetisierung durch das äußere Feld entlang einer harten magnetischen

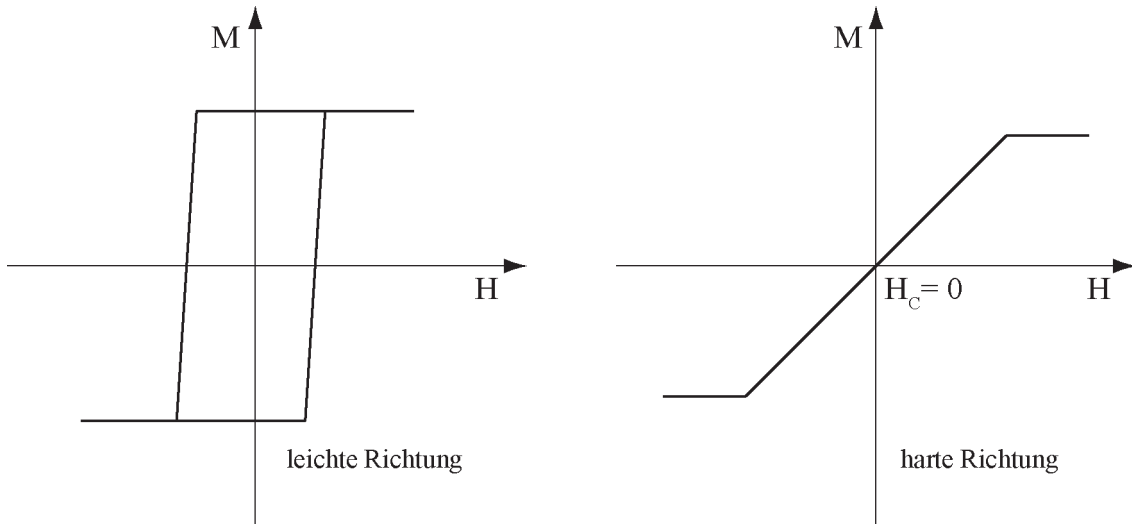


Abbildung 8: Hysteresen in magnetisch leichter und harter Richtung

Richtung ausgerichtet, so drehen sich die Momente bei Verringerung des Feldes aus dieser heraus, wodurch eine verschwindende Remanenz resultiert.

Die im MOKE-Versuch verwendeten FeGd-Proben weisen eine magnetisch leichte Richtung senkrecht zur Probenoberfläche auf. Man spricht hierbei von einer *out-of-plane*-Anisotropie, im Gegensatz zur *in-plane*-Anisotropie, bei der die Magnetisierung bevorzugt in der Ebene liegt.

2.2 Polarisation von Licht

Licht besteht aus elektromagnetischen Wellen. Nach der dritten und vierten MAXWELLSchen Gleichung

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \vec{j} \quad \text{und} \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (19)$$

werden durch sich zeitlich verändernde elektrische Felder Magnetfelder induziert und umgekehrt. \vec{j} ist der MAXWELLSche Verschiebungsstrom. Für die Beträge der Felder gilt die Beziehung

$$|\vec{E}| = c |\vec{B}|. \quad (20)$$

Dabei ist c die Ausbreitungsgeschwindigkeit von elektromagnetischen Wellen. Für diesen Versuch ist es wichtig, die Polarisationseigenschaften von Licht zu verstehen. Bei einer Ausbreitung der Welle in z -Richtung können das \vec{E} - und das \vec{B} -Feld im Fall einer **linearen Polarisation** beschrieben werden durch

$$\vec{E}(z,t) = E_0 \sin(kz - \omega t) \vec{e}_y \quad \text{und} \quad (21)$$

$$\vec{B}(z,t) = B_0 \sin(kz - \omega t) \vec{e}_x. \quad (22)$$

Dabei bezeichnen E_0 und B_0 jeweils die Amplituden der \vec{E} - und \vec{B} -Felder, k den Betrag des Wellenvektors, ω die Kreisfrequenz, und \vec{e}_x , \vec{e}_y die Oszillationsrichtung, die in beiden Fällen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung \vec{e}_z ist. Werden zwei zueinander senkrecht linear polarisierte Wellen gleicher Amplitude mit einer Phasendifferenz von $\pi/2$ überlagert, so resultiert eine Welle, bei der sich der \vec{E} -Feldvektor mit konstantem Betrag dreht. Die Welle ist je nach Drehrichtung links- oder rechtszirkular polarisiert.

Umgekehrt lässt sich jede linear polarisierte Welle auch wieder als Überlagerung von zirkular polarisierten Wellen darstellen. Werden zwei entgegengesetzt zirkular polarisierte Wellen gleicher Amplitude und gleicher Phase überlagert, resultiert daraus eine linear polarisierte Welle. Sind bei Transmission oder Reflexion die Transmissions- bzw. Reflexionskoeffizienten des links- und rechtszirkular polarisierten Anteils unterschiedlich, so können sich auch die Amplituden dieser beiden Komponenten ändern. Der Summenvektor beschreibt dann eine Ellipse. Das Licht ist **elliptisch polarisiert**.

2.3 Magneto-optischer Kerr-Effekt

Der KERR-Effekt tritt auf, wenn ein linear polarisierter Laserstrahl an einem magnetisierten Material reflektiert wird. Neben einer Drehung der Polarisationsachse des reflektierten Strahls um den sogenannten KERR-Winkel θ_K gegenüber der Ausgangspolarisationsebene ändert sich auch der Polarisationszustand von linear polarisiert zu elliptisch polarisiert (Abb. 9). Da der KERR-Winkel von der Magnetisierungsrichtung der Probe abhängt, ist durch die Messung von θ_K ein effizientes Werkzeug zur Charakterisierung magnetischer Materialien gegeben.

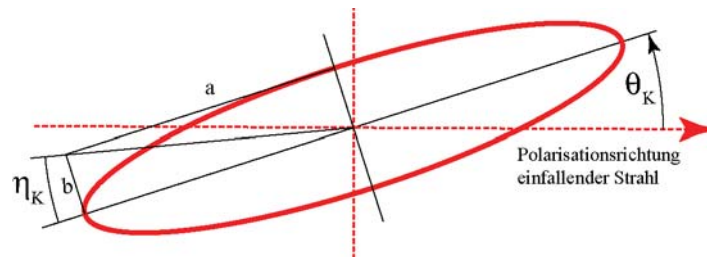


Abbildung 9: KERR-Drehung der Polarisationsrichtung um θ_K und Polarisationsänderung von linear polarisiert zu elliptisch polarisiert. Die Elliptizität der reflektierten Strahlung ist bestimmt über η_K .

Die Kenngrößen der Ellipse in Abbildung 9 werden im komplexen KERR-Winkel Φ_K zusammengefasst:

$$\Phi_K = \theta_K + i\eta_K \quad \text{mit} \quad \eta_K = \arctan\left(\frac{b}{a}\right). \quad (23)$$

In Abbildung 10 ist schematisch dargestellt, wie es zur Drehung und Polarisationsänderung des Lichtstrahls kommt. Linear polarisiertes Licht setzt sich

aus zwei Komponenten zusammen, und zwar aus phasengleichem links- und rechtszirkular polarisiertem Licht gleicher Amplitude. Die Drehung der Polarisationsachse nach der Reflexion ist dadurch erklärbar, dass im Material als Folge der unterschiedlichen Brechungsindizes unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht vorliegen. So ergibt sich nach Austritt aus dem Material eine Phasendifferenz der beiden Wellen. Die resultierende Schwingungsebene hat sich um einen Winkel θ_K gedreht. Desweiteren wird beobachtet, dass das Licht nach der Reflexion **elliptisch polarisiert** ist, was aus den unterschiedlich großen Amplituden der beiden sich überlagernden zirkular polarisierten reflektierten Wellen resultiert. Die Ursache für diese Beobachtung liegt in einem unterschiedlichen Absorptionskoeffizienten für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht im reflektierenden Material begründet. Dieses Phänomen wird magnetisch-zirkularer Dichroismus genannt. Die Elliptizität ist im Weiteren jedoch nicht relevant. Entscheidend für die Messungen von Magnetisierungen mittels des magneto-optischen KERR-Effekts ist die Drehung der Polarisationsachse um den KERR-Winkel θ_K .

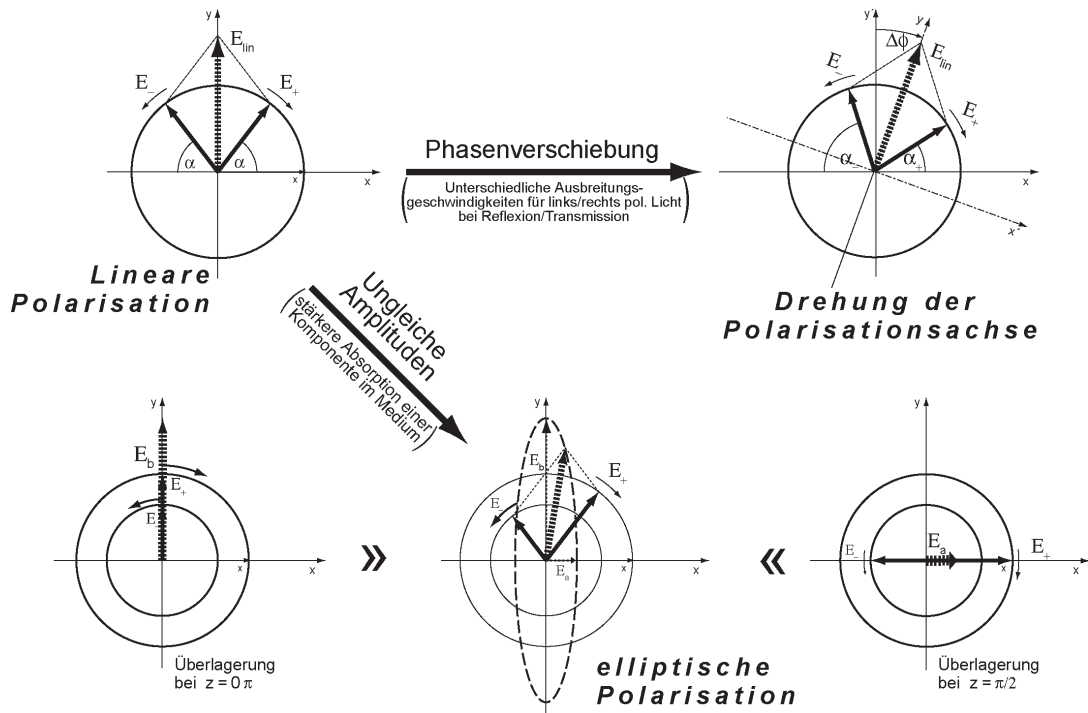


Abbildung 10: Auswirkung der Reflexionseigenschaften magnetischer Materialien auf einfallendes linear polarisiertes Licht.

Die Größe der Drehung ist einerseits eine material- und andererseits eine richtungsabhängige Größe. Je nach Geometrie der Parameter Magnetfeldrichtung, Einfallsebene des Lichts und Orientierung der Magnetisierung ergeben sich unterschiedliche KERR-Winkel.

2.3.1 Geometrien des Kerr-Effekts

Beim magneto-optischen KERR-Effekt wird je nach Richtung des Magnetfelds zur Einfallsebene des Lichts zwischen polarem, longitudinalem und transversalem KERR-Effekt unterschieden. Beim longitudinalen und transversalen KERR-Effekt liegt das externe Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche, während beim polaren KERR-Effekt das Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche steht (Abb. 11). Im Praktikumsversuch wird in der polaren KERR-Geometrie gemessen. Diese Messgeometrie wird z.B. bei der magneto-optischen Datenspeicherung genutzt (siehe Kapitel 2.5).

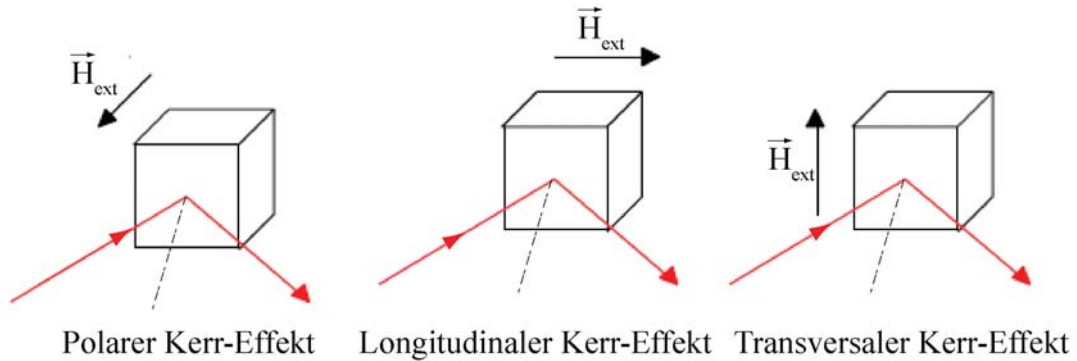


Abbildung 11: Geometrien des magneto-optischen KERR-Effekts.

2.3.2 Die Lorentz-Theorie des Kerr-Effekts

Der anschaulichen Betrachtung folgt jetzt eine mathematisch-physikalische Behandlung in der LORENTZ-Theorie des KERR-Effekts. Dabei wird untersucht, wie die Reflexion und Transmission von rechts- und linkszirkular polarisierten Lichtwellen mit den Erkenntnissen der klassischen Dispersionstheorie beschrieben werden kann. Mit den hier erzielten Ergebnissen ist es möglich, eine theoretische Voraussage über die Wechselwirkung zwischen Laserlicht und Probe, also allgemein elektromagnetische Wellen mit Materie, abzugeben. Ausgangspunkt der LORENTZ-Theorie ist die Betrachtung der atomar gebundenen Elektronen als harmonische Oszillatoren, deren Resonanzen den Zustandsübergängen entsprechen. Wirke ein periodisches Feld $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$ auf das Medium und zusätzlich eine Dämpfung γ , die proportional zur Geschwindigkeit ist, so lautet die Bewegungsgleichung eines solchen Elektrons der Masse m

$$m\ddot{\vec{r}} + m\gamma\dot{\vec{r}} + f\vec{r} = e\vec{E}_0 e^{i\omega t}. \quad (24)$$

Die Lösungen dieser Gleichung haben die Form

$$\vec{r} = \frac{e\vec{E}_0 e^{i\omega t}}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma)} \quad \text{mit} \quad \omega_0^2 = \frac{f}{m}. \quad (25)$$

2 Grundlagen

Wird in der Bewegungsgleichung die Wirkung eines äußeren Magnetfeldes \vec{H} auf die Elektronen durch die LORENTZ-Kraft berücksichtigt, so ergibt sich

$$m\ddot{\vec{r}} + m\gamma\dot{\vec{r}} + f\vec{r} = e\vec{E}_0 e^{i\omega t} + \frac{e}{c}\dot{\vec{r}} \times \vec{H}. \quad (26)$$

Wird jetzt angenommen, dass $\vec{H} = (0,0,H)$ und die elektromagnetische Lichtwelle senkrecht zu \vec{H} verläuft, d.h. $\vec{E} = (E_x(t), E_y(t), 0)$, so lauten die drei Komponenten obiger Gleichung

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{e}{m} E_x + \omega_c \dot{y}, \quad (27)$$

$$\ddot{y} + \gamma\dot{y} + \omega_0^2 y = \frac{e}{m} E_y + \omega_c \dot{x} \text{ und} \quad (28)$$

$$\ddot{z} + \gamma\dot{z} + \omega_0^2 z = 0. \quad (29)$$

Dabei ist $\omega_0^2 = f/m$ die Resonanzfrequenz und $\omega_c = eH/(mc)$ die Zyklotronfrequenz. Die x - und die y -Komponente der Gleichung sind nun gekoppelt. Weil die Bewegungsgleichungen jedoch rotationsinvariant bezüglich der z -Achse sind, lassen sich die Gleichungen durch Verwendung der neuen Koordinaten (polaren Basis)

$$\vec{r}_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (x\vec{e}_x \pm iy\vec{e}_y) \quad (30)$$

und der beiden \vec{E} -Feldfunktionen

$$\vec{E}_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 (\vec{e}_x \pm i\vec{e}_y) e^{i(\omega t - kz)}, \quad (31)$$

die rechts- (\vec{E}_+) und linkszirkular polarisiertes (\vec{E}_-) Licht darstellen, entkoppeln. Als zugehörige Dielektrizitätsfunktionen $\tilde{\epsilon}_\pm$ für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht ergeben sich $\tilde{\epsilon}_\pm = 1 + 4\pi N e \tilde{A}_\pm$ mit der Elektronendichte N und den Oszillatoramplituden \tilde{A}_\pm für die beiden Polarisationsarten. Die Resonanzfrequenzen für die beiden zirkularen Einstrahlungen verschieben sich um $\pm\omega_c \propto H$ auseinander, so dass der Unterschied zwischen den $\tilde{\epsilon}_\pm$ linear mit H anwächst.

In der zirkularen Basis gilt für die dielektrische Verschiebung $\vec{D}_\pm = \tilde{\epsilon}_\pm \vec{E}_\pm$. Beim Rücktransformation auf kartesische Koordinaten ergibt sich z.B. für D_x :

$$D_x \vec{e}_x = \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{D}_+ - \vec{D}_-) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\tilde{\epsilon}_+ \vec{E}_+ - \tilde{\epsilon}_- \vec{E}_-). \quad (32)$$

Es zeigt sich, dass D_x auch von E_y abhängt, also in kartesischen Koordinaten eine magnetfeldinduzierte Anisotropie zeigt:

$$\tilde{\epsilon} = \begin{pmatrix} \tilde{\epsilon}_{xx} & \tilde{\epsilon}_{xy} & 0 \\ -\tilde{\epsilon}_{yx} & \tilde{\epsilon}_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{\epsilon}_{zz} \end{pmatrix}. \quad (33)$$

In der polaren Basis ist der $\tilde{\epsilon}$ -Tensor diagonal, aus $\tilde{n}_{\pm} = \sqrt{\tilde{\epsilon}_{\pm}} = \sqrt{\tilde{\epsilon}_{xx} \mp i\tilde{\epsilon}_{xy}}$ ergeben sich zwei verschiedene komplexe Brechungsindizes für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht. Aus diesen Brechungsindizes folgen zwei verschiedene Reflexionskoeffizienten $\tilde{\rho}_{\pm}$ mit

$$\tilde{\rho}_{\pm} = \frac{\tilde{n}_{\pm} - 1}{\tilde{n}_{\pm} + 1}. \quad (34)$$

Bei Darstellung der komplexen $\tilde{\rho}_{\pm}$ in der Form $\tilde{\rho}_{\pm} = \rho_{\pm} e^{i\Phi_{\pm}}$ ergeben sich KERR-Winkel θ_K und KERR-Elliptizität η_K zu

$$\theta_K = -\frac{n_+ - n_-}{2} \quad (35)$$

$$\tan \eta_K = -\frac{\rho_+ - \rho_-}{\rho_+ + \rho_-}. \quad (36)$$

2.3.3 Quantenmechanische Betrachtung

Es wurde mathematisch deutlich gemacht, wie unterschiedliche Polarisierungen unterschiedliches Verhalten in Absorption und Reflexion zur Folge haben können, woraus die spezifischen Eigenschaften des KERR-Effekts resultieren. Quantenmechanisch betrachtet ist die Austauschwechselwirkung der Elektronen durch ihren Spin letztendlich ausschlaggebend für die Polarisationsänderungen des Laserstrahls im Experiment. In Abbildung 12 sind im atomaren Modell optische Übergänge vom $d_{xz,yz}$ -Niveau ($l = 2, m_l = \pm 1$) in ein p_z -Niveau ($l = 1, m_l = 0$) oberhalb der FERMI-Kante ε_F in einem ferromagnetischen Material dargestellt. Die elektrischen Dipolauswahlregeln für zirkular polarisiertes Licht lauten

$$\Delta l = \pm 1 \quad \text{und} \quad \Delta m_l = \pm 1. \quad (37)$$

Die Energieniveaus für die *spin-up*- und *spin-down*- Elektronen sind um die Austauschenergie Δ_{ex} (typische Werte 1 bis 2 eV) gegeneinander verschoben. Das zunächst entartete $d_{xz,yz}$ -Niveau wird durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung aufgespalten (Δ_{SO} ist die Spin-Bahn-Wechselwirkungsenergie, typische Werte für die Valenzbandelektronen in 3d-Metallen sind einige 10 meV). Unabhängig von der Spinorientierung ist für rechtszirkular polarisiertes Licht (Helizität $h = +1$) der Übergang von d_{x-iy} nach p_z und für linkszirkular polarisiertes Licht ($h = -1$) der von d_{x+iy} nach p_z möglich. Der Elektronenspin bleibt bei optischen Dipolübergängen erhalten. Die Term-Schemata in Abbildung 12 sind

also für *spin-up*- und *spin-down*-Zustände vollständig getrennt. Da alle vier d-Niveaus unterschiedliche Energien haben, ergibt sich für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht ein unterschiedliches Absorptionsspektrum. Es tritt also magnetischer Dichroismus auf. Somit ergibt sich eine relative Phasenverschiebung der zirkularen Komponenten, die die KERR-Drehung zur Folge hat.

Im Fall fehlender Spin-Bahn-Aufspaltung tritt der Dichroismus nicht auf, da dann das $d_{xz,yz}$ -Niveau entartet ist, die Absorption für beide Licht-Helizitäten also gleich ist. Auch bei fehlender Austauschaufspaltung tritt der Effekt nicht auf, da die Absorption vom d_{x-iy}^\uparrow - zum p_z^\uparrow -Niveau für rechtszirkular polarisiertes Licht an der gleichen Stelle im Spektrum liegt wie der entsprechenden Übergang der entgegengesetzten Spinsorte für linkszirkular polarisiertes Licht, wie in Abbildung 13 dargestellt ist.

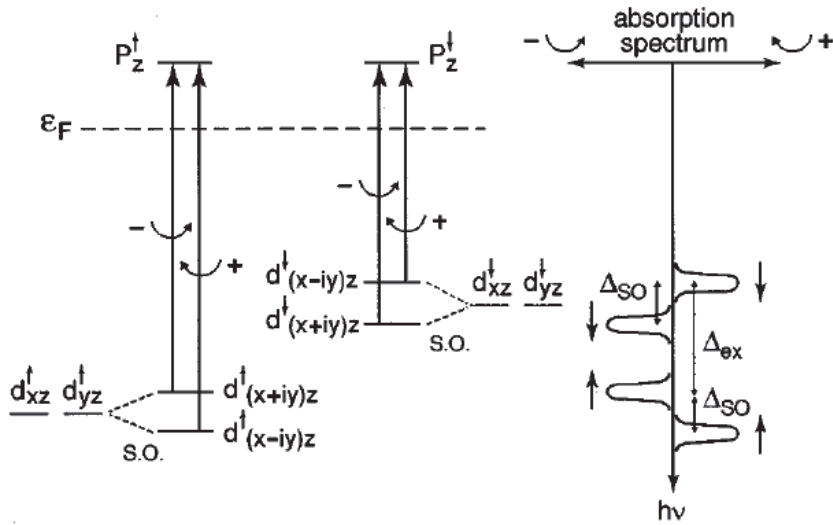


Abbildung 12: Magnetischer Dichroismus im Ferromagneten. Links sind mit der Dipol-Auswahlregel verträgliche optische Übergänge für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht für Elektronen mit *spin-up* und *spin-down* eingezeichnet. Rechts das resultierende Absorptionsspektrum für links-/rechtspolarisiertes Licht. Aus [2].

2.4 MOKE-Untersuchungen an ferrimagnetischem Gadolinium-Eisen $Gd_{26.5}Fe_{73.5}$

Das im Versuch zu untersuchende ferrimagnetische Material ist aus zwei Gründen interessant. Einmal besitzt es eine *out-of-plane*-Anisotropie, wie sie in magneto-optischen Speichermedien vorkommt. Zusätzlich haben die Magnetisierungen der beiden Untergitter von Fe und Gd eine unterschiedliche Temperaturabhängigkeit, so dass die Probe eine temperaturabhängige Nettomagnetisierung besitzt.

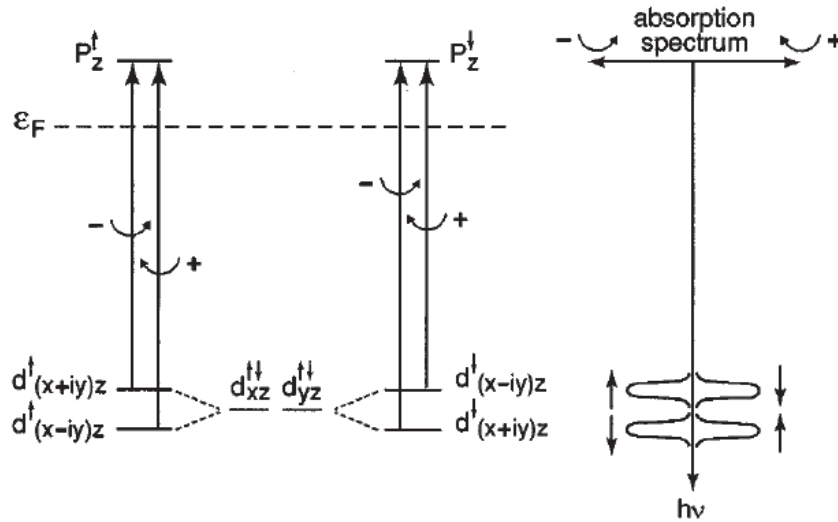


Abbildung 13: Wie in Abb. 10 für einen Paramagneten. Aus [2].

2.4.1 Die ferrimagnetischen Eigenschaften

Ferrimagneten zeichnen sich durch eine antiferromagnetische Kopplung ihrer magnetischen Untergitter aus, deren jeweilige magnetischen Momente unterschiedlich groß sind. Innerhalb der Untergitter liegt eine ferromagnetische Kopplung vor. Aufgrund dieser beiden Eigenschaften ergibt sich eine Nettomagnetisierung, durch die das Magnetisierungsverhalten eines Ferrimagneten dem eines Ferromagneten ähnelt, d.h. es zeigt Hystereseverhalten und besitzt eine CURIE-Temperatur.

Da beide Untergitter der ferrimagnetischen FeGd-Probe für sich betrachtet ein unterschiedliches temperaturabhängiges Magnetisierungsverhalten zeigen (Abb. 14), ist auch die Gesamtmagnetisierung stark von der Temperatur abhängig. Gadolinium weist bei tiefen Temperaturen eine dem Betrag nach deutlich höhere Magnetisierung als Eisen auf. Aufgrund der schwächeren Kopplung der magnetischen Momente im Gadolinium hat eine Erhöhung der thermischen Energie einen größeren Einfluss auf die Ordnung dieser Momente. Daher nimmt die Magnetisierung von Gadolinium bei zunehmender Temperatur stärker ab als die von Eisen. Dies macht sich in den CURIE-Temperaturen der beiden Materialien bemerkbar: $T_{Gd} = 292.5 \text{ K}$, $T_{Fe} = 1043 \text{ K}$. Die im Vergleich zu Fe größere Magnetisierung von Gd bei $T = 0 \text{ K}$ und die geringere CURIE-Temperatur von Gadolinium haben zur Folge, dass es eine Temperatur T_K gibt, bei der beide Untergitter eine betraglich identische Magnetisierung besitzen. Dadurch kompensieren sich bei dieser Temperatur in der Summe die magnetischen Momente, d.h. die Nettomagnetisierung verschwindet und GdFe verhält sich wie ein Antiferromagnet. Dieser Punkt wird **Kompensationspunkt** T_K der Probe genannt. Er soll im Rahmen dieses Versuchs gemessen werden.

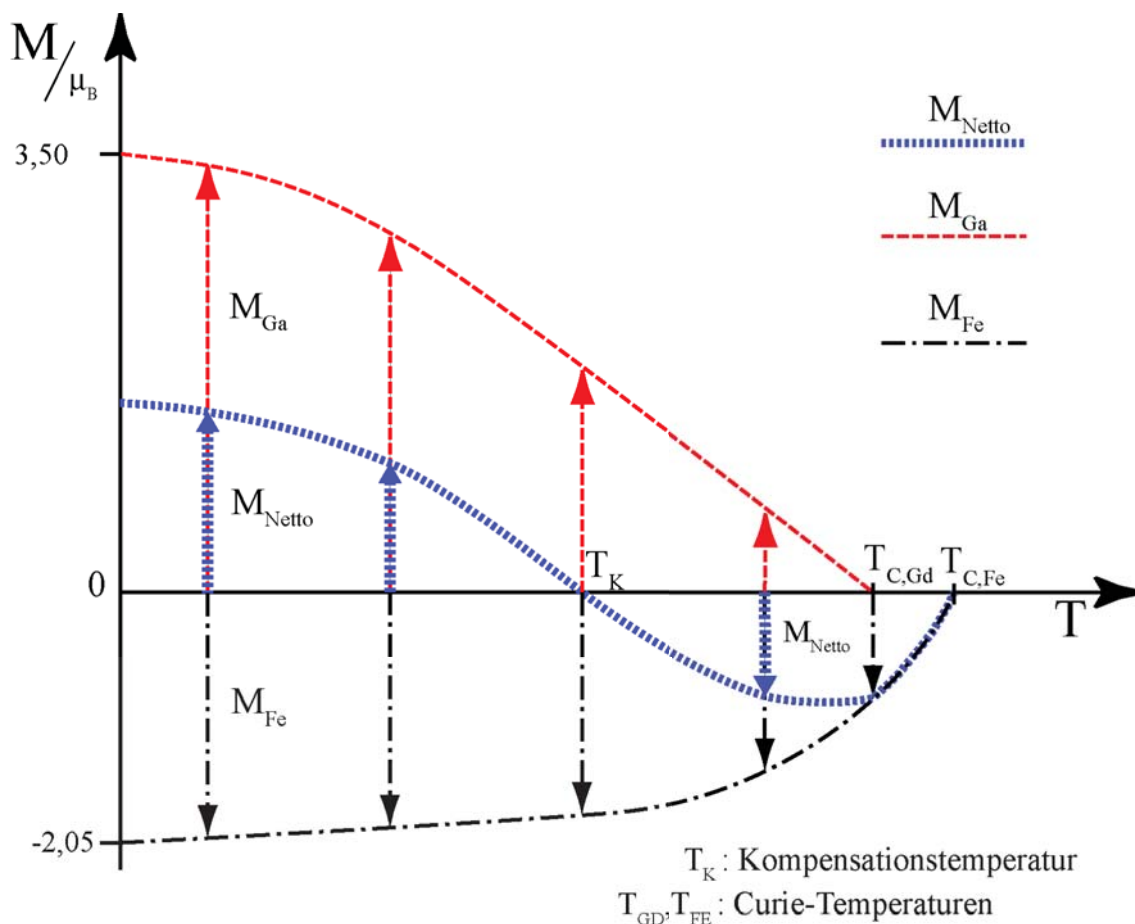


Abbildung 14: Schematisch dargestellte Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung einer GdFe-Legierung. Die CURIE-Temperaturen betragen $T_{Gd} = 292,5$ K und $T_{Fe} = 1043$ K.

2.4.2 Die Wechselwirkung von GdFe mit dem Laserstrahl

Die spezielle Kombination von Gadolinium, einem Element der seltenen Erden, und dem 3d-Übergangsmetall Eisen ergibt ein weiteres, für das Verständnis vom Versuch elementares Phänomen: Gadolinium ist an der Drehung des Laserlichts in einem weitaus geringeren Maße beteiligt als Eisen. Bei der im Versuch verwendeten Laserwellenlänge gilt $\theta_{K,Gd} \ll \theta_{K,Fe}$. Wie anhand der quantenmechanischen Betrachtung erläutert, ist für den KERR-Effekt die diskrete Anregung von Elektronen verantwortlich. In einem Festkörper können die Elektronen angeregt werden, die sich energetisch im Bereich der FERMI-Kante ε_F befinden. Die elektronischen Bänder, die für den Magnetismus verantwortlich sind, sind beim Fe das 3d-Band und beim Gd das 4f-Band.

In Abbildung 15 sind die Zustandsdichten von Eisen und Terbium im Bereich des FERMI-Niveaus dargestellt. Die Bandstruktur von Terbium, das wie Gadolinium ein Element der seltenen Erden ist, ist vergleichbar mit der von Gadolinium. Der

Vergleich der Bandstrukturen in Abb. 15 zeigt deutlich, dass Tb in der Nähe der FERMI-Kante eine Bandlücke aufweist. Das relevante 4f-Band befindet sich so weit unterhalb der FERMI-Kante, dass durch den Diodenlaser ($E \approx 2$ eV) des Versuchs keine Zustände angeregt werden können.

Eisen hingegen besitzt in diesem Bereich eine hohe Zustandsdichte, so dass Elektronen aus dem Eisen mit dem Laserlicht angeregt werden können. Diese Zustandsänderungen sind letztendlich für den KERR-Effekt verantwortlich. Die KERR-Drehung wird somit allein durch die Magnetisierung des Eisens bestimmt. Worin liegt also die Bedeutung von Gadolinium bei der Messung?

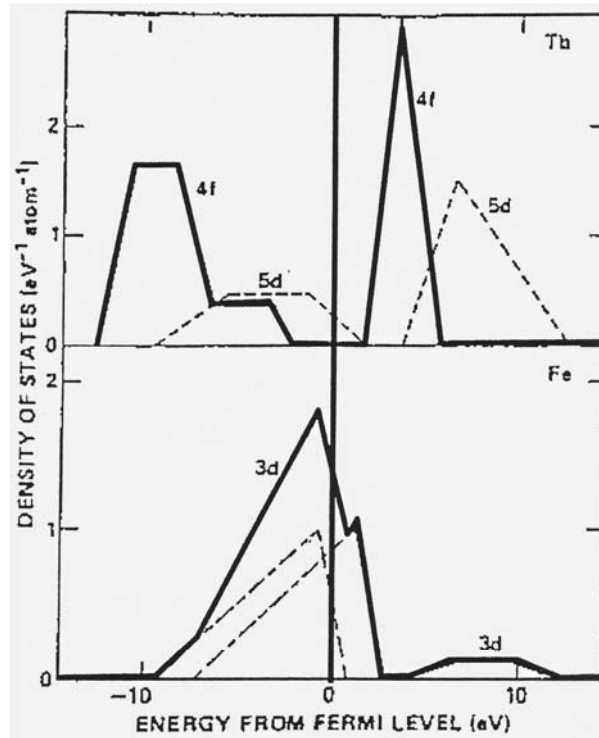


Abbildung 15: Zustandsdichten von Tb und Fe. Aus [3].

Gadolinium erzeugt zusammen mit dem Eisen eine temperaturabhängige Nettomagnetisierung des Materials. Die Nettomagnetisierung kann in Analogie zur Mechanik als Hebel angesehen werden, der dem äußeren Magnetfeld als Angriffspunkt dient. Je größer der Betrag der Nettomagnetisierung ist, desto leichter kann die Probe ummagnetisiert werden. In der Hysterese macht sich dies dadurch bemerkbar, dass die Koerzitivfelder bei zunehmender Nettomagnetisierung kleiner werden. In der Umgebung des Kompensationspunkts, also bei verschwindender Nettomagnetisierung, verbreitert sich dementsprechend die Hysterese, da dem äußeren Magnetfeld der Angriffspunkt verloren geht. Am Kompensationspunkt kann die Probe nicht mehr ummagnetisiert werden, d.h. der Betrag des Koerzitivfeldes geht gegen Unendlich.

In Abbildung 16 ist für eine $Gd_{0.24}Tb_{0.01}Fe_{0.75}$ -Legierung neben der Temperatu-

abhängigkeit des Koerzitivfeldes H_C auch die der Sättigungsmagnetisierung M_S und die des Betrags des KERR-Winkels θ_K dargestellt. M_S verschwindet beim Kompensationspunkt, während H_C dort unendlich groß wird. Der Betrag des KERR-Winkels θ_K nimmt bei zunehmender Temperatur ab, bis er zusammen mit der Sättigungsmagnetisierung bei dem Übergang in die paramagnetische Phase oberhalb der CURIE-Temperatur null wird.

Wird die Temperatur über den Kompensationspunkt erhöht, wird ein Umklappen der Hysterese bezüglich der Magnetisierungsachse beobachtet. Dies hat seine Ursache in der Ausrichtung der Nettomagnetisierung \vec{M}_{Netto} zur Magnetisierung des Eisens \vec{M}_{Fe} . Unterhalb des Kompensationspunktes T_K verlaufen \vec{M}_{Netto} und \vec{M}_{Fe} antiparallel, oberhalb von T_K parallel (siehe Abb. 14). Da das äußere Magnetfeld die Orientierung der Nettomagnetisierung beeinflusst, aber durch den magneto-optischen KERR-Effekt die Magnetisierung des Eisens gemessen wird, ist die Form der Hysterese abhängig von der Orientierung beider Komponenten (\vec{M}_{Netto} zu \vec{M}_{Fe}) zueinander (Abb. 17).

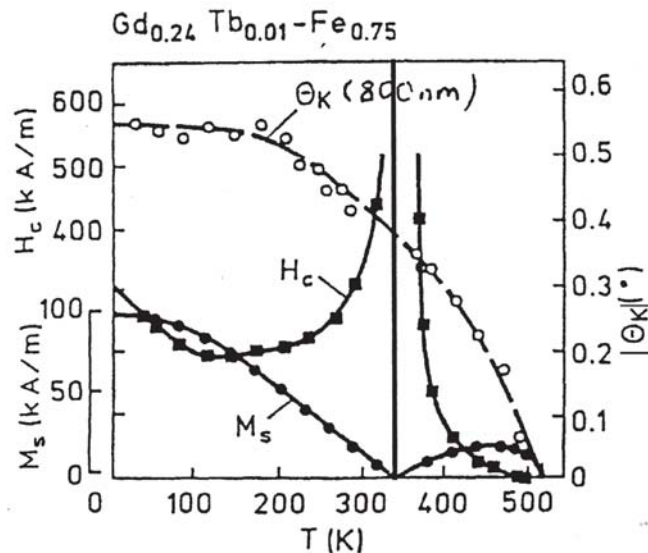


Abbildung 16: Temperaturabhängigkeit des Koerzitivfeldes H_C , der Sättigungsmagnetisierung M_S und des KERR-Winkels θ_K . Aus [3].

2.5 Die Anwendung des Kerr-Effekts: Magneto-optische Datenspeicherung

Bei magnetischen Datenspeichern der vorigen Generation, wie sie z.B. bei Diskettenlaufwerken verwendet werden, erfolgt das Lesen und Schreiben von Daten mit Hilfe eines von einer Spule generierten Magnetfelds (Abb. 18). Hierbei werden im Speichermedium longitudinal magnetisierte Domänen erzeugt. Zum Lesen der Domänenstruktur wird die bei der Bewegung über die Probenoberfläche in die Spule induzierte Spannung ausgewertet.

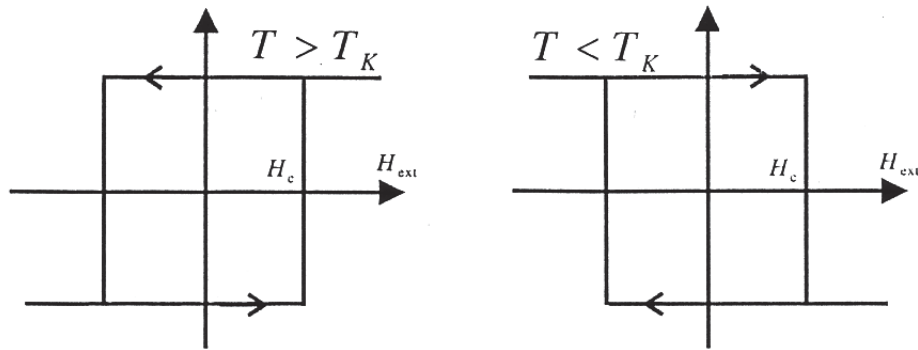


Abbildung 17: Schematische Darstellung zweier Hysteresekurven eines Ferrimagneten aufgenommen bei a) $T > T_K$ und b) $T < T_K$.

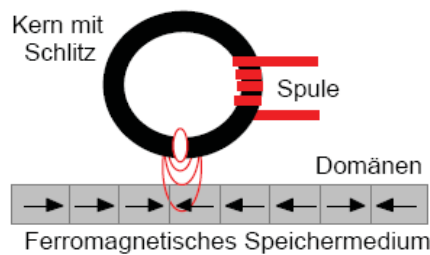


Abbildung 18: Konventionelle Datenspeicherung mit *in-plane*-Magnetisierung

Die Versuche, die Daten auf dem Speichermedium immer weiter zu integrieren, stießen jedoch an technische Grenzen: Zum einen ist es unmöglich, die Spulen bzw. Kerne beliebig klein zu produzieren, um so immer kleinere Domänen schreiben zu können. Zum anderen erfordern die heute verwendeten Spurbreiten von ca. $10 \mu\text{m}$ eine „Flughöhe“ der Spule über dem Speichermedium, bei der der reguläre „berührungslose“ Betrieb und der Totalschaden durch einen Headcrash nur noch wenige μm auseinander liegen.

Als Lösung bietet sich eine Abtastung des Datenspeichers durch einen Laserstrahl an, der sich mit einem Linsensystem problemlos auf einige Mikrometer fokussieren lässt. Die Daten auf einer CD werden durch eine eingepresste Spur von ca. $1 \times 2 \mu\text{m}^2$ große Vertiefungen („Pits“) gespeichert, an denen der Laserstrahl gestreut wird. Die Magneto-Optik bietet eine gelungene Symbiose aus einem einfach überschreibbaren magnetischen Speichermedium und dem verschleißfreien Lesen und Schreiben mit dem Laserstrahl. Benutzt wird dazu der magneto-optische KERR-Effekt. Das Lesen erfolgt durch Auswertung des KERR-Winkels bei der Reflexion an der senkrecht zur Oberfläche magnetisierten Probe (Abb. 19).

Zum Schreiben von Informationen wird ein Laserstrahl höherer Intensität auf die Probe fokussiert, so dass das ferromagnetische Speichermedium lokal stark erwärmt wird. Weil beim Erwärmen die Koerzitivfeldstärke des Materials stark

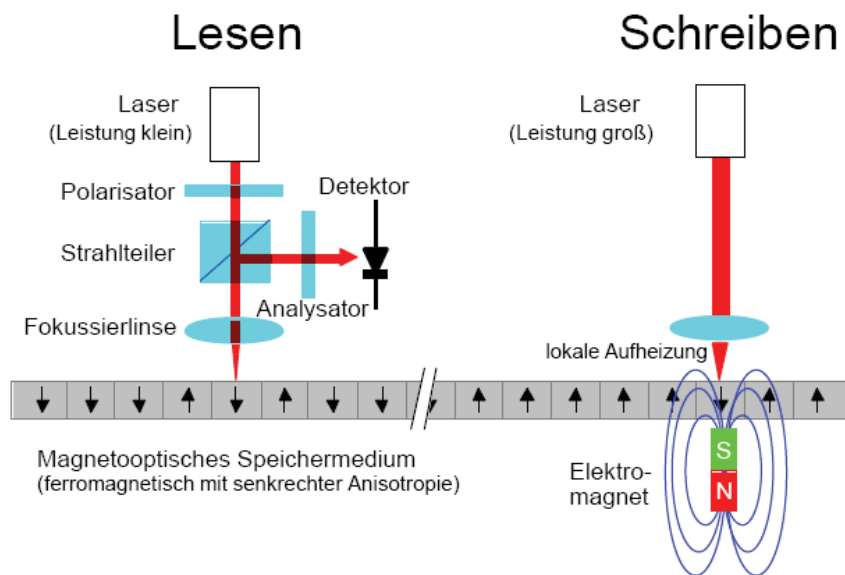


Abbildung 19: Lesen und Schreiben eines magneto-optischen Datenspeichers mit *out-of-plane*-Anisotropie

abfällt, lässt sich die Probe mit einem schwachen Feld eines externen Elektromagneten an der aufgeheizten Stelle beliebig ummagnetisieren, ohne dass die Umgebung dadurch beeinflusst wird. In Abbildung 20 ist schematisch die Temperaturabhängigkeit des Koerzitivfeldes eines Ferromagneten dargestellt. Bei Raumtemperatur soll H_C größer als das externe Ummagnetisierungsfeld H_S sein, wodurch die magnetischen Domänen stabil sind. Wird das Material über eine kritische Temperatur T_S aufgeheizt, wird $H_C < H_S$ und die Domänen können ummagnetisiert und somit Informationen geschrieben werden.

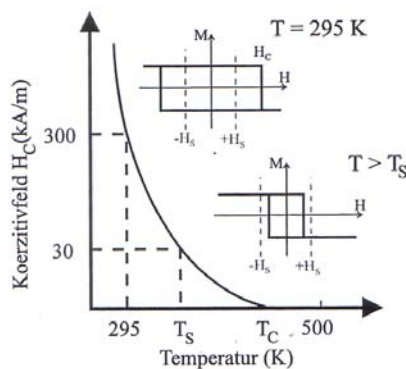


Abbildung 20: Schematisch dargestellte Temperaturabhängigkeit des Koerzitivfeldes bei lokaler Erwärmung. T_C : CURIE-Temperatur, H_C : Koerzitivfeld, H_S : externes Ummagnetisierungsfeld, T_S : kritische Temperatur. Aus [4].

3 Aufbau

3.1 Der Strahlengang

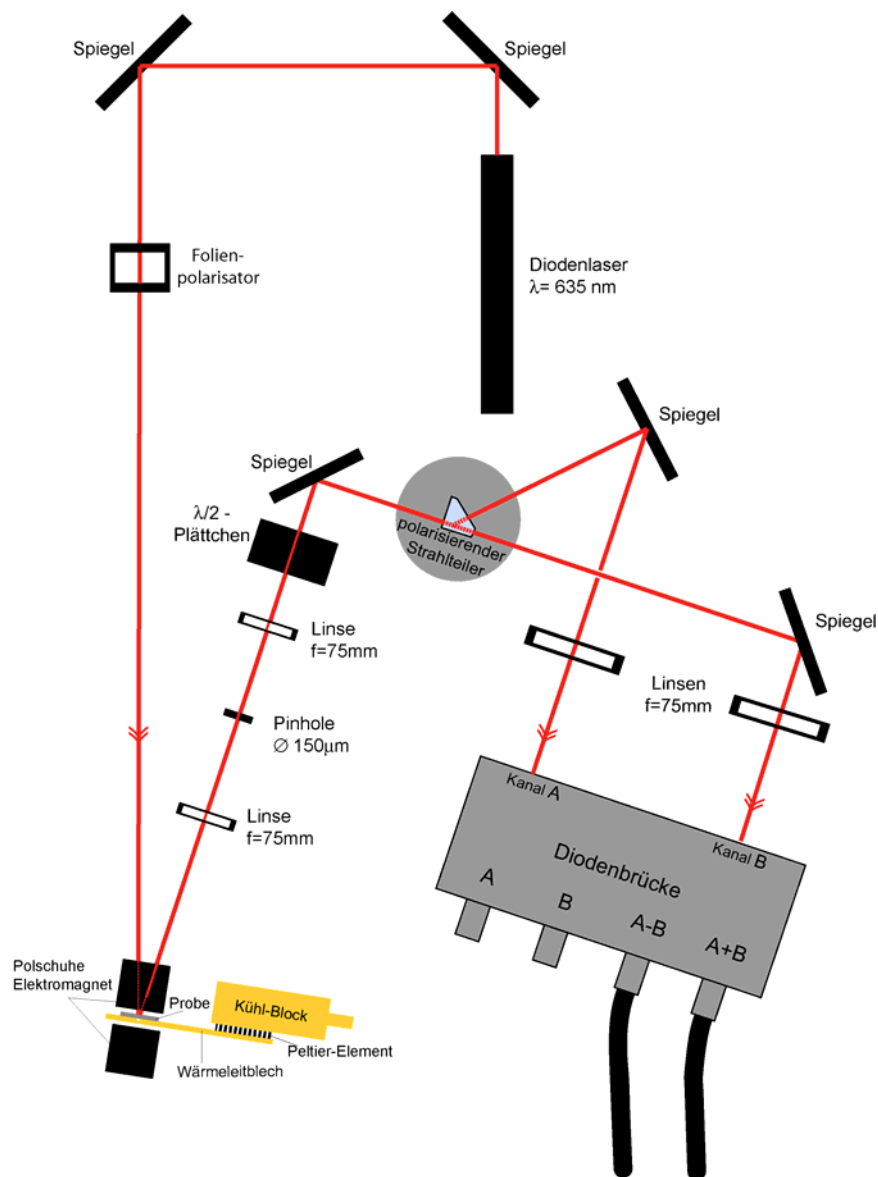


Abbildung 21: Strahlengang und Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau wird auf einem optischen Tisch angeordnet (Abb. 21). Dieser ist mit einem Raster von Gewindebohrungen im Abstand von 25 mm versehen. Hierdurch können optische Bauteile - wie sie in Abb. 22 gezeigt sind - auf der Platte fixiert werden. Die Grundträger sind die *Bases*, die mit ihren Langlöchern variabel und stabil auf dem Tisch befestigt werden können. Darauf sind *Postholder* mit höhenverstellbaren *Posts* befestigt, auf denen die optischen

3 Aufbau

Komponenten befestigt werden.



Abbildung 22: Optomechanische Komponenten im Versuchsaufbau. Aus [5].

Als Lichtquelle dient ein Diodenlaser der Zentralwellenlänge $\lambda = 635 \text{ nm}$ mit einer Leistung von 5 mW. Der Laserstrahl wird durch einen Folienpolarisator linear polarisiert, durch die Bohrung im Joch des Magneten auf die Probe gelenkt und von dort durch eine weitere Bohrung aus dem Magnetjoch reflektiert. Die Bohrungen spannen einen Winkel von 18° auf. Mittels dieser Strahlführung ist es möglich, ein äußeres magnetisches Feld an die Probe anzulegen, das senkrecht zur Probenoberfläche verläuft. Nach der Reflexion wird der Strahl durch ein Linsen-Pinhole-System geführt. Dazu befindet sich eine Scheibe mit einer Präzisionsbohrung (*Pinhole*, s. Abb. 22, hier mit einem Durchmesser von $150 \mu\text{m}$) zwischen zwei plankonvexen Linsen in deren gemeinsamen Brennpunkt. In diesem Abschnitt des Strahlengangs wird der von der Probe reflektierte Laserstrahl isoliert. Dadurch werden störende Streulichtanteile herausgefiltert. Anschließend durchläuft der Strahl ein $\lambda/2$ -Plättchen, das in einer Präzisionsrotationshalterung (*Precision Rotation Mount*, s. Abb. 22) befestigt ist. Mittels des $\lambda/2$ -Plättchens kann die Polarisation des Laserstrahls gedreht werden, was bei der späteren Justierung der Detektion elementar ist. Das Plättchen besteht aus einem doppelbrechenden Material. Dieses ist optisch anisotrop, d.h. die Ausbreitungsgeschwindigkeiten für Lichtwellen mit unterschiedlicher Polari-

sationrichtung sind unterschiedlich groß. Linear polarisiertes Licht kann in eine horizontale und vertikale Komponente zerlegt werden, so dass im Allgemeinen bei den einzelnen Komponenten ein Gangunterschied festzustellen ist. Dieser ist beim $\lambda/2$ -Plättchen durch dessen Dicke so bemessen, dass er genau die halbe Wellenlänge ausmacht, sofern eine Komponente sich genau entlang der optischen Achse des Materials ausbreitet. Dadurch kann die Polarisationsachse des Laserstrahls über ein Mikrometergetriebe präzise gedreht werden.

Über einen Spiegel gelangt der Strahl in einen polarisierenden Strahlteiler. Dieser teilt ihn in zwei senkrecht zueinander polarisierte Teilstrahlen auf, von denen der eine den Strahlteiler geradlinig wieder verlässt, während die Ausbreitungsrichtung des anderen um einen Winkel von 90° gedreht wird. Ihre Polarisations Ebenen sind die parallel bzw. die senkrecht zum Tisch liegenden Ebenen. Beide Teilstrahlen werden nun über Spiegel und plankonvexe Linsen auf zwei Photodioden fokussiert, die sich im Brennpunkt der Linsen befinden und baulich in einer Diodenbrücke zusammengefasst sind (Abb. 23).

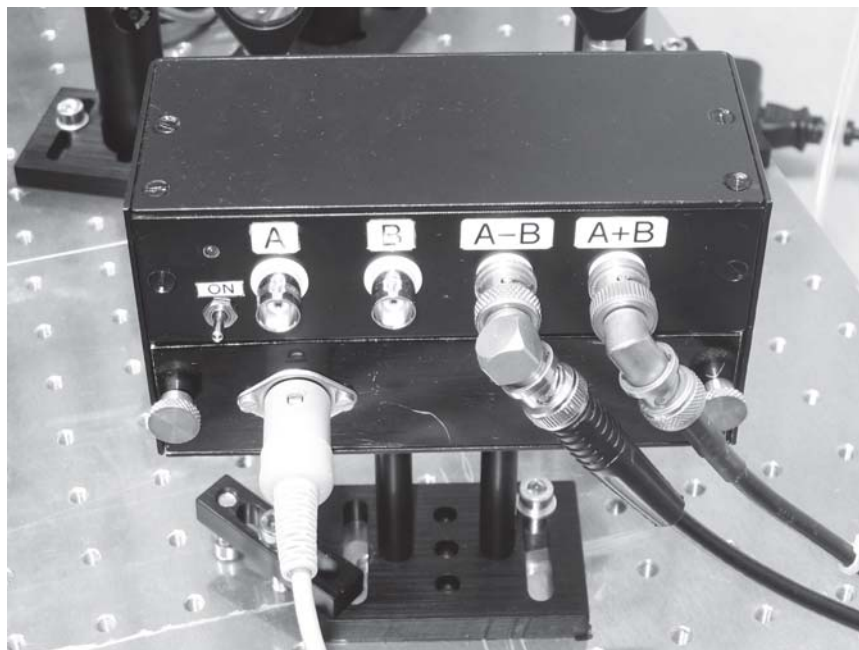


Abbildung 23: Rückseitige Anschlüsse der Diodenbrücke

3.2 Das Messprinzip

Zur Messung von Magnetisierungsänderungen über die Bestimmung des KERR-Winkels werden zunächst beide Teilstrahlen ohne äußeres Feld über die Mikrometerschraube des $\lambda/2$ -Plättchens auf gleiche Intensität justiert, wodurch das Differenzsignal $A - B$ null wird. Wird das Magnetfeld eingeschaltet, so ergeben sich durch den KERR-Effekt die in Abbildung 24 dargestellten Änderungen der

Polarisationsachse mit den damit verbundenen Intensitätsänderungen. Schon bei sehr kleinen θ_K liegt dann am $(A - B)$ -Kanal eine messbare Spannung an.

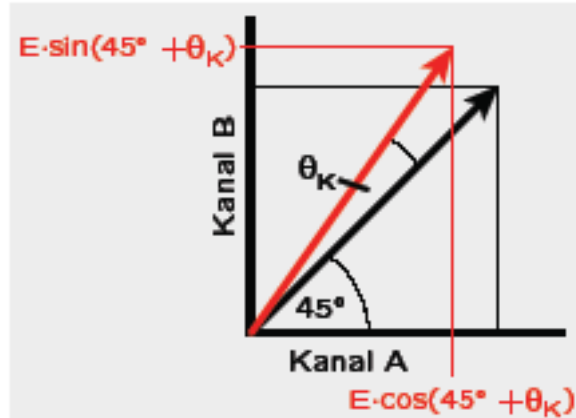


Abbildung 24: Messprinzip der Diodenbrücke: Die Strahlkomponenten und somit die Signale in Kanal A und Kanal B werden zunächst auf gleiche Amplitude eingestellt. Durch eine Drehung der Polarisationssebene des detektierten Strahls um θ_K ändern sich die Signale in Kanal A und Kanal B. E : Amplitude des elektrischen Feldes der Laserwelle.

Wird der Quotient $(A - B)/(A + B)$ aus Differenz- und Summenspannungen gebildet, ergibt sich über die Tatsache, dass typische KERR-Winkel sich in Größenordnungen von 10^{-3} bis 10^1 Grad bewegen, die trigonometrischen Änderung aus Abb. 24 in guter Näherung zu

$$\frac{U_A - U_B}{U_A + U_B} = \frac{E^2 [\cos^2(\theta_K + \frac{\pi}{4}) - \sin^2(\theta_K + \frac{\pi}{4})]}{E^2 [\cos^2(\theta_K + \frac{\pi}{4}) + \sin^2(\theta_K + \frac{\pi}{4})]} = \sin(2\theta_K) \approx 2\theta_K. \quad (38)$$

Hierbei wurde die Aufspaltung der kartesischen Vektorkomponenten der Teilstrahlen erfasst und mit einbezogen, dass sich die Strahlintensitäten und die Diodenspannungen linear proportional verhalten. Der Proportionalitätsfaktor kürzt sich bei der Quotientenbildung heraus, so dass die Verhältnisänderungen der Spannungen denen der Teilstrahlintensitäten entsprechen. Der doppelte KERR-Winkel ist somit sofort abzulesen. In der Diodenbrücke werden die Diodenspannungen, die durch das Laserlichts in den beiden Dioden generiert werden, durch eine elektronische Schaltung weiterverarbeitet. Im einfachsten Fall der Differenzspannung $A - B$ ist ein einfacher Operationsverstärker zwischen die Dioden geschaltet. Die positive Spannung der Diode A und die negative Spannung der entgegengesetzt geschalteten Diode B werden addiert und verstärkt. Die anderen Spannungen $(A + B, A, B)$ werden über invertierende und addierende Operationsverstärker konstruiert. Diese Konstruktion macht aus der Diodenbrücke ein höchst sensitives und zuverlässiges Detektionsinstrument.

Die Differenzspannung $A - B$ und die Summenspannung $A + B$ werden zur Be-

stimmung des KERR-Winkels ermittelt. Diese Signale werden mit einem *Lock-In*-Verstärker (LIA) elektronisch verarbeitet (s. Abschnitt 3.3) und mit einem LabVIEW-Programm „MOKE.exe“ (Abschnitt 3.4) am Computer aufgenommen. Mit dem LabVIEW-Programm lassen sich auch das Netzteil zum Betrieb des Elektromagneten (Abb. 25) steuern sowie das Magnetfeld über eine HALL-Sonde und ein GAUSSmeter (Abb. 26) messen.

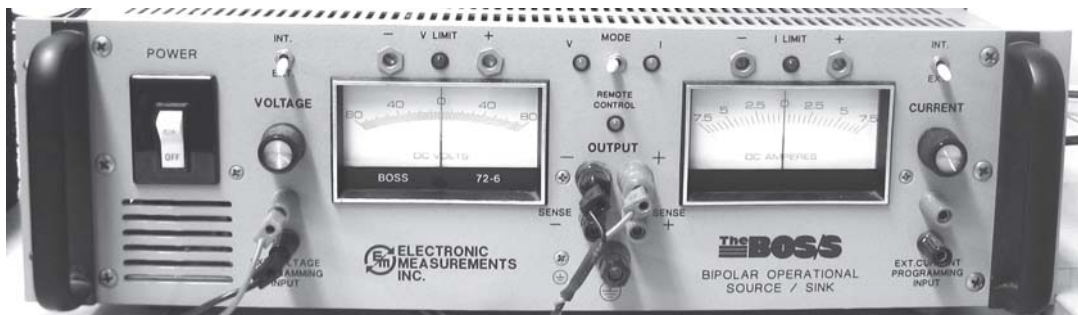


Abbildung 25: Netzteil für den Elektromagneten



Abbildung 26: GAUSSmeter

3.3 Lock-In-Verstärker

Das Differenz- und das Summensignal der Diodenbrücke werden mit Hilfe eines *Lock-In*-Verstärkers (engl. *Lock-In Amplifier*, LIA) aufgenommen. Ein LIA filtert ein mit einer bestimmten Frequenz modulierte Signal aus einem ver-rauschten Gesamtsignal heraus und dient damit der Rauschunterdrückung.

Im Versuch wird dazu eine rotierende Lochscheibe (*Chopper*) vor der Probe in den Strahlengang eingebaut. Der *Chopper* verursacht eine Intensitätsmodulation des Strahls mit einstellbarer Frequenz. Die Messsignale $A - B$ und $A + B$ sind

also mit dieser Frequenz moduliert. Allerdings sind die von der Diodenbrücke gemessenen Signale auch von Störeinflüssen wie dem Umgebungslicht überlagert.

Die Funktionsweise des LIA zum Herausfiltern eines mit der Frequenz ν modulierten Messsignals aus dem verrauschten Gesamtsignal ist wie folgt:

Das Messsignal wird als Eingangssignal $U_{\text{in}}(t) = U_0 \sin(2\pi\nu t + \phi_{\text{in}}) + U_{\text{Rauschen}}(t)$ in den LIA gespeist. Außerdem verfügt der LIA über einen Anschluss für ein Referenzsignal $U_{\text{Ref}}(t) = \tilde{U}_0 \sin(2\pi\nu t + \phi_{\text{Ref}})$, das die Modulationsfrequenz angibt. Der Einfachheit halber gehen wir hier von Sinus-förmigen Spannungssignalen aus.

Der LIA multipliziert nun das Eingangssignal mit dem normierten Referenzsignal und mittelt das Ergebnis über eine Zeit τ , die am LIA einzustellen ist (vgl. Abb. 27):

$$U_{\text{out}} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau [U_{\text{in}}(t) \cdot U_{\text{Ref,normiert}}(t)] dt \quad (39)$$

$$= \frac{1}{\tau} \int_0^\tau U_0 \sin(2\pi\nu t + \phi_{\text{in}}) \sin(2\pi\nu t + \phi_{\text{Ref}}) dt \quad (40)$$

$$+ \frac{1}{\tau} \int_0^\tau U_{\text{Rauschen}}(t) \sin(2\pi\nu t + \phi_{\text{Ref}}) dt. \quad (41)$$

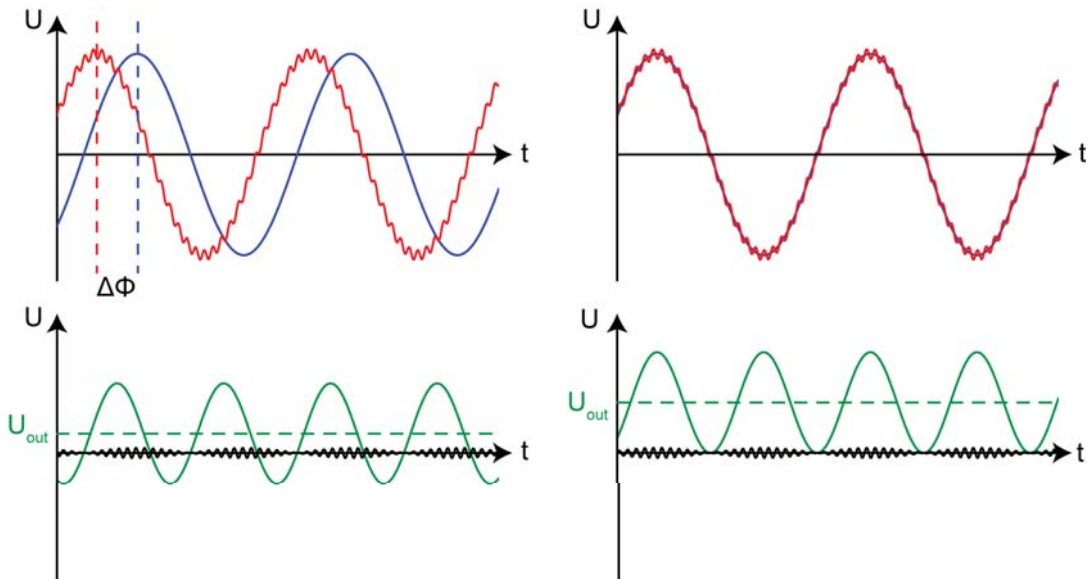


Abbildung 27: Funktionsweise eines LIA: Das verrauschte Eingangssignal (rot) wird mit dem Referenzsignal (blau) multipliziert und zeitlich gemittelt. Das Rauschen (schwarz) wird dabei unterdrückt. Das Ausgangssignal des LIA hängt vom Phasenunterschied $\Delta\phi$ ab. Links: $\Delta\phi \neq 0$, rechts: $\Delta\phi = 0$.

Die Integration über das Rauschen liefert i.A. Null, sofern die Integrationszeit $\tau \gg \nu^{-1}$ viel größer als die Periodendauer der Modulation gewählt wird

und das Rauschen nicht auch mit der Frequenz ν auftritt. Hier findet also die Rauschunterdrückung statt. Das erste Integral hängt aber offensichtlich vom Phasenunterschied $\Delta\phi = \phi_{\text{in}} - \phi_{\text{Ref}}$ zwischen Eingangss- und Referenzsignal ab:

$$U_{\text{out}}(\Delta\phi) = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau U_0 \sin(2\pi\nu t + \phi_{\text{in}}) \sin(2\pi\nu t + \phi_{\text{Ref}}) dt \quad (42)$$

$$= \frac{U_0}{2\tau} \int_0^\tau [\cos(\Delta\phi) - \cos(4\pi\nu t + \phi_{\text{in}} + \phi_{\text{Ref}})] dt \quad (43)$$

$$= \frac{1}{2} U_0 \cos(\Delta\phi). \quad (44)$$

Der LIA bietet die Möglichkeit, diesen Phasenunterschied $\Delta\phi$ zu variieren, d.h. das Eingangss- und Referenzsignal zeitlich zueinander zu verschieben. Dabei oszilliert das Ausgangssignal gemäß Formel (44). Erst wenn der Phasenunterschied Null wird, erhält man das gesuchte Messsignal:

$$U_{\text{out}}(\Delta\phi = 0) = \frac{g}{2} U_0. \quad (45)$$

Hier ist bereits der Verstärkungsfaktor g berücksichtigt, der von den gewählten Sensitivitätseinstellungen des LIA abhängt. Es sei darauf hingewiesen, dass der Faktor $1/2$ nur für den Spezialfall von Sinus-förmigen Eingangss- und Referenzsignalen zustande kommt und somit nicht allgemeingültig ist. Da in diesem Versuch die Absolutwerte der Messsignale aber irrelevant sind, spielt der Vorfaktor von U_0 keine Rolle.

Der im Versuch verwendete LIA (Abb. 28) ist eine Doppel-Lock-In-Stufe, die zwei Signale gleichzeitig verarbeiten kann. Das $(A+B)$ -Signal der Diodenbrücke wird am Eingang A eingespeist, das $(A-B)$ -Signal am Eingang B. Das Referenzsignal vom *Chopper* wird auf den Referenzeingang „Ref“ an der Rückseite des LIA gelegt. Im Display werden in den ersten beiden Zeilen die X -Signale (entspricht $U_{\text{out}}(\Delta\phi)$) und darunter die entsprechenden Phasen von den Eingangssignalen angezeigt.

Bedienung:

- Die Sensitivitäten der Kanäle X_A und X_B können über das Menü „Lock-In → Display → Channel → Range“ mit Hilfe des Drehknopfes und der Cursor-Tasten am LIA eingestellt werden.
- Die Phasen ϕ_A und ϕ_B können über das Menü „Lock-In → Ref → Phase“ variiert werden.
- Die Mittelungszeit τ kann unter dem Menü „Lock-In → Input → Time“ eingestellt werden.

3 Aufbau

Die Ausgangssignale X_A und X_B (entspricht $A + B$ und $A - B$) werden an den Computer weitergeleitet und im Messprogramm angezeigt und weiterverarbeitet.



Abbildung 28: Doppel-Lock-In-Stufe zur rauscharmen Aufnahme der Messsignale von der Diodenbrücke

3.4 Das LabVIEW-Messprogramm „MOKE.exe“

LabVIEW ist eine Software zur Implementierung virtueller Messgeräte. Mit dem LabVIEW-Programm „MOKE.exe“ werden die MOKE-Messungen gesteuert. Eine Verknüpfung liegt auf dem Desktop.

Kalibrieren Das linke Fenster (s. Abb. 29) zeigt die Summenspannung $A + B$ aufgetragen gegen eine laufende Nummer. Dies lässt sich verwenden, um die Signalstabilität und -intensität und damit die Justage zu beurteilen. Im rechten Fenster wird der zeitliche Verlauf des Differenzsignals $A - B$ aufgezeichnet und im unteren Fenster ist der Quotient aus Differenz- und Summensignal zu sehen. Im linken Bereich gibt es drei Anzeigen. In der oberen wird das Magnetfeld und in der mittleren das $(A + B)$ -Signal angezeigt. Mit der unteren Anzeige für das $(A - B)$ -Signal ist eine genaue Kalibrierung der Diodenbrücke möglich.

In den oberen Fenstern rechts werden in weiß die Messpunkte und als rote Linie die Mittelung dargestellt. Die Zahl, die in „Aufnahme → Mittelung“ eingetragen wird, gibt an, über wie viele Messpunkte - auch bei der Aufnahme der Hysterese - gemittelt wird. Über die Eingabe in „Modus → Kalibrieren → Fensterbreite[Punkte]“ wird die Breite der rechten Fenster eingestellt.

Messen Wenn die Diodenbrücke kalibriert ist, können mit „Modus → Hysterese“ die Parameter für die Messung eingegeben werden (Abb. 30).

Bedeutung der Parameter:

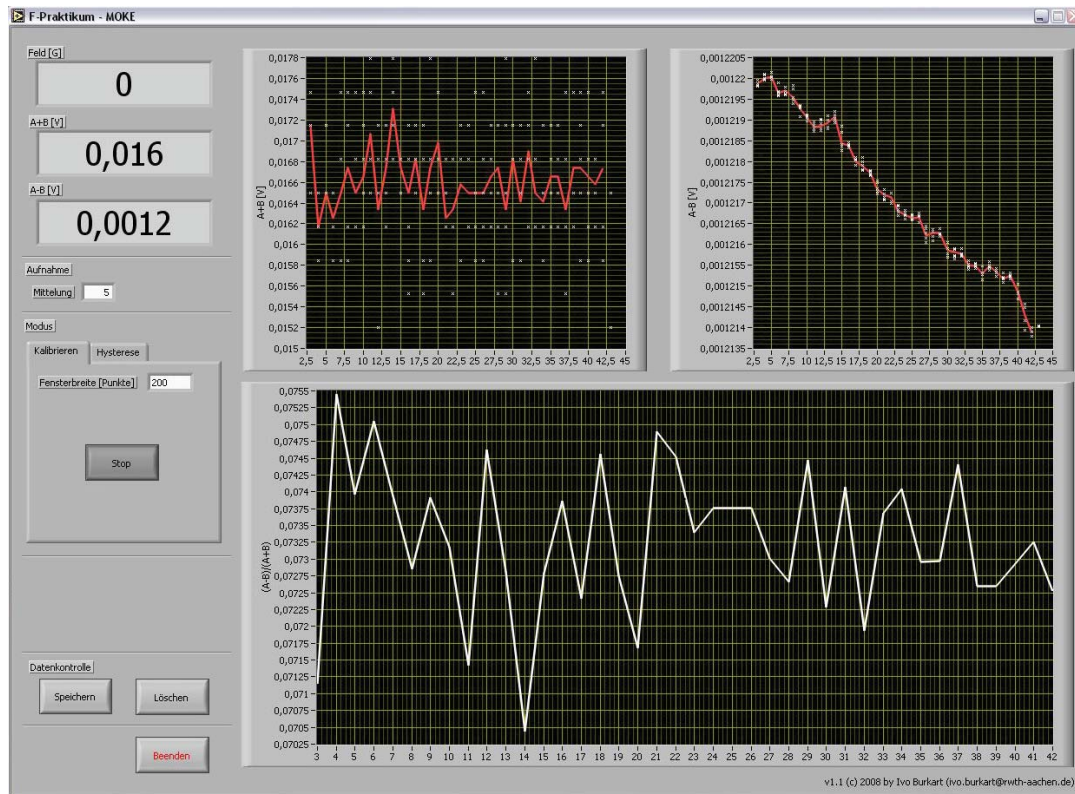


Abbildung 29: Benutzeroberfläche des LabVIEW-Messprogramms „MOKE.exe“ zum Kalibrieren.

- **Wartezeit [ms]:** Mit diesem Parameter wird die Zeit eingestellt, die LabVIEW nach Anlegen des Magnetfelds wartet, bevor ein Messwert aufgenommen wird. Damit sollen eventuell auftretende Magnetisierungsträgheiten im Magneten oder seinem Joch oder Wirkungsverzögerungen in der HALL-Sondendetektion ausgeschlossen werden. Um einen Eindruck von diesen Effekten zu erhalten, ist in Abb. 31 die ausgelesene Spannung des GAUSSmeters gegen die angelegte Spannung des Magnetnetzteils in Abhängigkeit der Wartezeit aufgetragen.
- **Breite [V]:** Dieser Parameter gibt den Bereich der Steuerspannung des Magnetnetzteils vor. Es ist darauf zu achten, dass der Bereich nicht zu groß gewählt wird, da sonst die Output-Spannung oder der Output-Strom des Netzteils zu hoch werden. Das Netzteil besitzt eine Sicherheitsfunktion, die in einem solchen Fall den Output begrenzt, was durch die roten Kontrollleuchten signalisiert wird. In der Messung kann sich dieses als Sprung in den Daten bemerkbar machen.
- **Schrittweite [V]:** Diese Eingabe ändert die Schrittweite, mit der das Magnetnetzteil den Magneten ansteuert. Die minimale Schrittweite ist hier durch die Auflösung der LabVIEW-Karte von 0.005 V gesetzt.



Abbildung 30: Benutzeroberfläche des LabVIEW-Messprogramms zum Messen von Hysteresen.

- **Durchgänge:** Hier besteht die Möglichkeit, eine Hysteresemessung mit den gleichen Parametern mehrfach durchlaufen zu lassen. Es findet keine Mittelung statt.

Unter dem Feld „Durchgang“ befindet sich der Startknopf, mit dem die Messung auch gestoppt werden kann. Nach dem Stoppen wird das Magnetnetzteil automatisch auf 0 V zurückgefahren.

Speichern Nach jeder komplett durchlaufenen Messung kann diese über den Speichern-Knopf gespeichert werden. Um die Dateien für die Auswertung mit nach Hause nehmen zu können, bitte am Versuchstag einen USB-Stick mitbringen. Wird nichts anderes angegeben, werden die Daten im DAT-Format abgespeichert. Es wird empfohlen, den Dateinamen so zu wählen, dass die Informationen über Temperatur und Probe darin enthalten sind: z.B. „GdFe1-T56degC.dat“ (1. Probe GdFe bei einer Temperatur von 56°C). Dieses Format ist problemlos in gängige Datenanalyseprogramme (Origin, Excel, etc.) zu importieren.

3.5 Peripherie

Peltier-Element Da in diesem Versuch zur Bestimmung des Kompensationspunktes T_K die Temperaturabhängigkeiten der Probe oberhalb und unterhalb der Raumtemperatur gemessen werden sollen, muss die Temperatur des Materials definiert regelbar sein. Zu diesem Zweck wird ein PELTIER-Element (PE) verwendet. Es befindet sich zwischen dem Kupfer-Probenhalter und dem Kühlblock (s. Abb. 21). Seine Funktionsweise basiert auf dem PELTIER-Effekt. Dieser sagt aus, dass in einem geschlossenen Stromkreis, der aus zwei Materialien

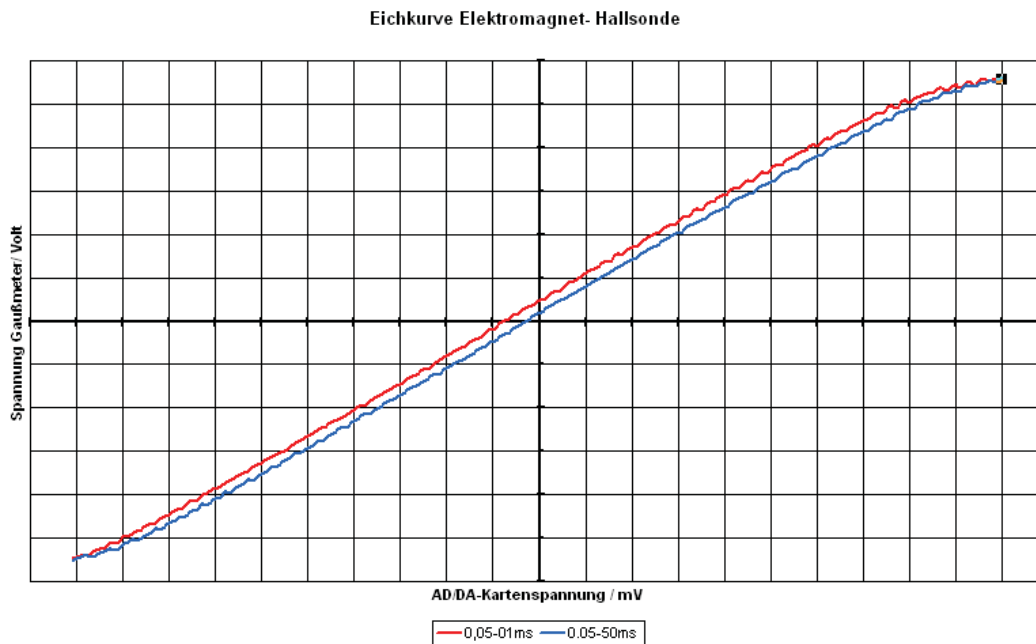


Abbildung 31: Kalibrationskurve mit der HALL-Spannung als Funktion der am Magneten angelegten Netzspannung für Wartezeiten von 50 ms und 1 ms.

besteht, die ein unterschiedliches thermoelektrisches Niveau besitzen, ein E -Feld und einen entgegengerichteter Temperaturgradient existieren, sofern der Ladungsfluss gehindert ist. Fließt Strom hindurch, wird der Temperaturgradient durch Übertragung von Wärmeenergie zu null. Dabei kühlt eine Seite des Elements ab und die andere erwärmt sich. Durch Umkehrung der Stromrichtung lässt sich die auf der Probenseite befindliche Seite des PELTIER-Elements heizen oder abkühlen.

Das PE wird über ein zweites Netzteil versorgt. Es hat eine Leistung von 110 W und darf mit einem maximalen Strom von 15 A betrieben werden.

Die maximale von der Probe verträgliche Temperatur liegt bei 85°C.

Diese darf nicht überschritten werden.

Wasserkühlung Der Elektromagnet wird während der Messung durch den Stromfluss erhitzt. Das Gleiche gilt auch für die Probenhalterung. Aus diesem Grund wurden zwei getrennte Wasserkühlkreisläufe in den Aufbau integriert. Diese werden über zwei Zuläufe gespeist (Abb. 32).

Zwischen den Zulaufventilen und dem Haupthahn wurde aus Sicherheitsgründen ein Magnetventil eingebaut. Dieses ist über eine Steuereinheit (Abb. 33) mit einem Flüssigkeitsdetektor verbunden, der sich unter dem Versuchstisch befindet. Treten Undichtigkeiten auf und Wasser tritt aus, so sperrt das Magnetventil automatisch den Wasserzulauf. Seine Grundstellung ist „geschlossen“. Erst durch



Abbildung 32: Wasserhauptanschluss für die beiden Kühlkreisläufe

Einschalten der Steuereinheit und Betätigen des *Reset*-Knopfes wird der Zu-
lauf freigegeben. Das geschlossene Ventil wird durch einen Summton akustisch
signalisiert.



Abbildung 33: Sicherheitsschaltung für das Magnetsperrventil

Der Kühlwasserfluss kann am Waschbecken, wo die Wasserschläuche enden, kon-
trolliert werden.

Kühlkreislauf Elektromagnet: Da während der Messung Strom bis zu einer Stär-
ke von 4 A durch die Windungen des Elektromagneten fließt, wird dieser bei
den zahlreichen Messungen stark erwärmt. Das kann dazu führen, dass Wärme-
strahlung die gemessene Proben temperatur beeinflusst oder im Extremfall die
Windungen des Elektromagneten beschädigt werden. Durch die Kühlung mit
Wasser wird dies verhindert.

Kühlkreislauf Probenhalter: Die Kühlung des Probenhalters verhindert das Erhitzen der Probenjustiereinheit, was zu thermischer Expansion und damit zu einer Dejustierung des Strahlengangs führen kann. Bei Messung über den ganzen Temperaturbereich bildet diese Kühlung zusammen mit der Heizung eine Art Temperatur-Regelkreis, wodurch die Temperatur besser stabilisiert werden kann.

Hall-Sonde Die magnetische Hysterese entsteht durch Auftragen des KERR-Winkels in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld. Dieses wird durch eine HALL-Sonde gemessen, die unmittelbar neben der Probe platziert ist. Beim Einbau sollte auf die richtige Orientierung der Sonde geachtet werden, da ansonsten das Magnetfeld in seiner Orientierung falsch angezeigt wird. Die HALL-Spannung wird über ein GAUSSmeter ausgelesen und an den Messrechner weitergegeben.

Stickstoffbelüftung Durch einen Stickstofffluss, der über die Probe geleitet wird, wird die Kondensation von Luftfeuchtigkeit auf der Probe bei Temperaturen unter Raumtemperatur verhindert. Am Ende des Schlauchs ist ein Aufsatz befestigt, der bei Bedarf auf das Joch montiert werden kann (Abb. 34). Dieser ermöglicht eine präzise Belüftung der Probe, so dass die Ventilation schon bei niedrigem Stickstoffdurchfluss zuverlässig arbeitet. Der Stickstofffluss kann über ein Ventil an der Stickstoffleitung geregelt werden.

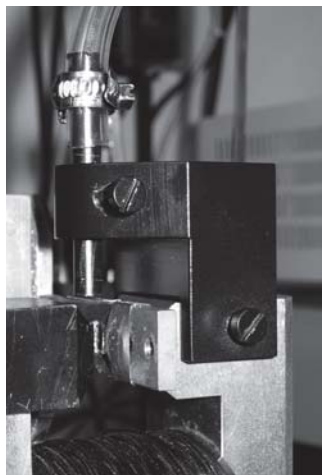


Abbildung 34: Jochaufsatz der Stickstoffbelüftung

Thermoelement/Thermometer Das Thermoelement (Abb. 35 links) ist an dem Probenhalter in Probennähe befestigt und wird über ein digitales Messgerät (Abb. 35 rechts) ausgelesen. Sein Funktionsprinzip basiert auf dem SEEBECK-Effekt. Dieser besagt, dass bei Kontakt zweier Materialien mit unterschiedlichen

4 Durchführung und Aufgaben: 1. Versuchstag

FERMI-Niveaus durch Übergang von Elektronen zum Niveauausgleich eine Kontaktspannung entsteht. Damit handelt es sich beim SEEBECK-Effekt um die Umkehrung des PELTIER-Effekts. Diese Spannung wird im Thermometer zu einer Temperatur verarbeitet. Im Versuchsaufbau wird ein NiCrNi-Thermoelement (Typ K) verwendet, dessen Kontaktstelle mit Glasseide isoliert und mit thermoisolierendem Kleber an der Probenhalteroberfläche befestigt ist.

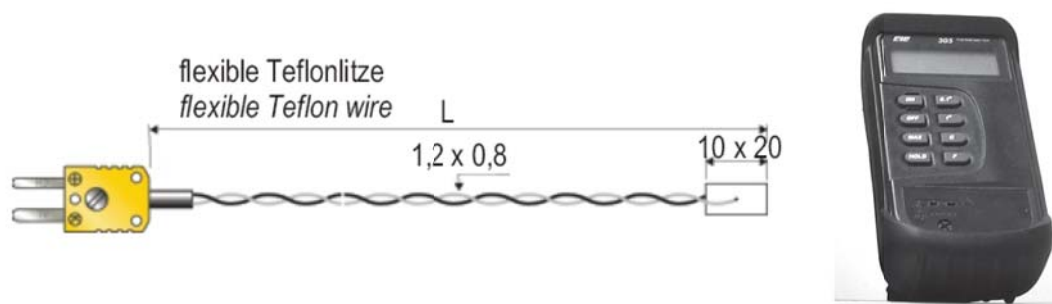


Abbildung 35: Thermoelement und Thermometer

Sichtschutz Der optische Tisch ist mit einem Sichtschutzblech ausgestattet, das verhindert, dass in Höhe des Strahlengangs in den Aufbau gesehen werden kann. Deshalb ist der Sichtschutz während der Messungen immer anzubringen.

4 Durchführung und Aufgaben: 1. Versuchstag

4.1 Sicherheit

In diesem Versuch wird ein Laser der Klasse 3A mit einer Lichtleistung von 5 mW eingesetzt. Diese Strahlung ist ausreichend, um bei direktem Einfall in das Auge die Sehfähigkeit irreparabel zu schädigen. Gebräuchliche Laserpointer sind auf eine Leistung von 1 mW beschränkt. Diese Sicherheitsbeschränkung basiert auf der maximalen unbedenklichen Bestrahlungsleistung bei einer Bestrahlungsdauer von 0,3 Sekunden. Dies ist die Zeit, die der angeborene Lidschlussreflex benötigt, um das Auge zu schützen. Bedauerlicherweise funktioniert dieser Reflex bei 30% der Bevölkerung nicht korrekt. Aus den dargestellten Gründen und Verhältnissen ist es unabdingbar, folgende Verhaltensregeln zu befolgen:

- **Nie direkt in den Laserstrahl oder dessen Reflexionen blicken!**
- **Uhren, Ringe und sonstigen reflektierenden Schmuck ablegen!**
- **Schutzbrillen tragen!**

4.2 Grundlage der Justierung optischer Bauteile für polarisierte Lichtstrahlen

Zur Optimierung des Signal/Rausch-Verhältnisses sind im Folgenden einige grundlegende Regeln für den Aufbau eines Strahlengangs aufgelistet:

- Um einen möglichst parallelen Strahlengang bezüglich des optischen Tisches zu gewährleisten, müssen alle optischen Bauteile mit Hilfe einer Eich-Iris nach der Höhe des Laserstrahls über der Tischplatte ausgerichtet werden.
- Das Umlenken des Laserstrahls an Spiegeln sollten nach Möglichkeit in 90° -Winkeln stattfinden, da nur im rechten Winkel die lineare Polarisation erhalten bleibt.
- Alle optischen Komponenten, besonders die Polarisationsoptik, wie Strahlteiler oder $\lambda/2$ -Plättchen, sollten in ihrem Zentrum durchlaufen werden, da sie dort ihren optimalen Arbeitspunkt besitzen.
- Bei den hier verwendeten plankonvexen Linsen ist darauf zu achten, dass sie so in den Strahlengang eingefügt werden, dass der parallele Strahl immer in die konvexe Seite ein bzw. aus ihr austritt. Auf diese Weise wird die Brechkraft maximiert (Abb. 36).
- Transmittierende Bauteile reflektieren einen nicht unerheblichen Teil des Strahls. Aus Sicherheitsgründen ist genau darauf zu achten, wohin die Rückreflexionen fallen. Sie sind so zu justieren, dass sie auf absorbierende Flächen strahlen.

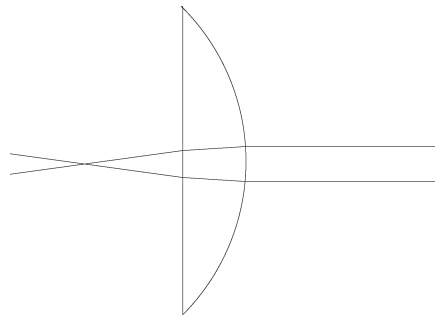


Abbildung 36: Korrekter Einbau der plankonvexen Linse in einen parallelen Strahl.

4.3 Voruntersuchung zur Charakterisierung der optischen Bauteile

Die Praktikanten finden einen leeren optischen Tisch vor, auf dem zunächst die einzelnen optischen Bauteile charakterisiert werden, bevor mit dem Aufbau des Strahlengangs begonnen wird.

Es sind folgende Untersuchungen vorgesehen:

- Die Brennweite der Linsen wird bestimmt.
- Mit Hilfe von zwei Spiegeln wird Aufpunkt und Richtung des Strahls definiert. Dabei wird mit dem ersten Spiegel der Aufpunkt des Strahls auf dem zweiten Spiegel vorgegeben. Anschließend kann durch Verstellen des zweiten Spiegels die Richtung des Strahls eingestellt werden.
- Zwei Spiegel werden fast parallel gegenübergestellt und so justiert, dass der Laserstrahl möglichst oft zwischen den beiden Spiegeln reflektiert wird. Dieses dient als Justierübung, um den Umgang mit den Verstellerschrauben der Spiegel kennen zu lernen.
- Der Laserstrahl wird auf den polarisierenden Strahlteiler gelenkt und die Polarisation der ausfallenden Strahlen mit dem Analysator und dem $\lambda/2$ -Plättchen untersucht.

4.4 Bestimmung der Laserwellenlänge mit dem Lineal

Um die Wellenlänge des verwendeten Lasers zu bestimmen, wird ein Lineal in den Strahl des Lasers gehalten. Die schwarzen Markierungen der mm-Skala dienen hier als Reflexionsgitter, an dem der Laserstrahl gebeugt wird. Lenkt man nun den Strahl unter großem Einfallswinkel auf das Lineal und dann auf eine Wand, lässt sich dort ein Beugungsmuster beobachten. Dazu ist es notwendig, ein Sichtschutzelement vom optischen Tisch abzumontieren. Der Abstand x_0 zwischen Lineal und Wand wird mit einem Zollstock gemessen. Die Abstände y_n (s. Abb. 37) werden ebenfalls ausgemessen. Dabei ist y_0 die Hälfte des Abstandes von direkt reflektiertem und nicht reflektiertem Strahl. Aus diesen Größen kann die Wellenlänge des Lasers bestimmt werden [6]:

$$n \cdot \lambda = \frac{1}{2} \cdot d \cdot \left(\frac{y_n^2 - y_0^2}{x_0^2} \right). \quad (46)$$

4.5 Justierungsroutine im Versuch

Für alle Justiervorgänge gilt:

Wird der Strahl nicht unmittelbar benötigt, so wird er blockiert.

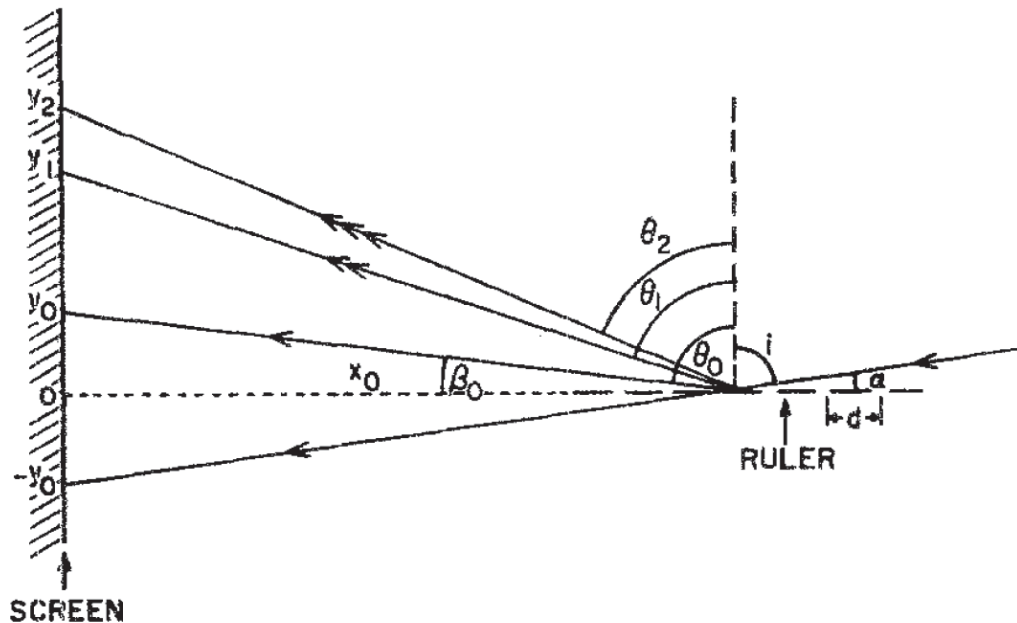


Abbildung 37: Winkel und Abstände zur Berechnung der Wellenlänge aus dem Beugungsmuster. Aus [6].

4.5.1 Laser-Jochbohrung

Wichtigstes Hilfsmittel bei der Justierung ist die Eich-Iris. Mit ihr werden Bohrlochhöhe (das Fixmaß des Strahlengangs) und Strahlaustrittshöhe am Laser angeglichen. Zuerst wird die Bohrlochhöhe ermittelt. Dann wird die Iris vor den Laseraustritt gestellt, um die Höhe der Laserhalterung zu justieren. Durch Vergrößerung des Abstands zwischen Irisblende und Austrittsloch, lässt sich kontrollieren, ob der Laserstrahl parallel zum optischen Tisch austritt. Vor jedem Bauteil mit der Eich-Iris maßnehmend wird der Strahl nun entlang der Bohrungsachse in die Bohrung des Jochs gelenkt.

4.5.2 Probe-Diode

Die Probe sollte möglichst genau senkrecht zu den Magnetfeldlinien orientiert sein. Da die Bohrungen im Magnetjoch den Strahlengang stark eingrenzen, kann durch eine Feinjustierung der Probenposition der reflektierte Strahl durch die Austrittsöffnung gelenkt werden. Anschließend wird der Strahlengang - wieder unter Zuhilfenahme der Eich-Iris - auf dem in Abbildung 21 beschriebenen Weg auf die Dioden justiert.

Bevor der Strahl auf die Dioden ausgerichtet wird, wird das Linsen-Pinhole-System installiert.

4.5.3 Linsen-*Pinhole*-System

Die Bauteile werden nach folgender Routine eingebaut und justiert:

- Eich-Iris vor dem Umlenkspiegel an den zuvor justierten Strahlengang ausrichten und festschrauben.
- Linse 1 einbauen und nach Eich-Iris ausrichten (zentrales Durchlaufen des Irisloches, Rückreflexionen beachten).
- Linse 2 einbauen. Brennweite der Linsen 75 mm \Rightarrow Linsenabstand 150 mm. Justieren wie erste Linse.
- *Pinhole* in die 3D-*Stage* einbauen und zuerst grob justieren. *Stage* festschrauben. Zweite Linse mit einer weißen Karte abdecken, um den durchgehenden Strahl gut erkennen zu können. Feinjustage der Höhe und der horizontalen Ausrichtung durch die Mikrometerschrauben der *Stage* vornehmen, bis der Strahl optimal durch das *Pinhole* gelangt.
- Fokus des Linsensystems finden, indem man für verschiedene Abstände des *Pinholes* zu den Linsen (über die dritte Mikrometerschraube einzustellen) das *Pinhole* in vertikaler und horizontaler Richtung mit den Mikrometerschrauben verschiebt und die Beugungstreifen beim Abschneiden des Strahls am Rand des *Pinholes* auf der weißen Karte beobachtet (Abb. 38). Im Fokus sind diese am schärfsten. Das *Pinhole* dann im Fokus vertikal und horizontal so justieren, dass der Strahl optimal durchgelassen wird.

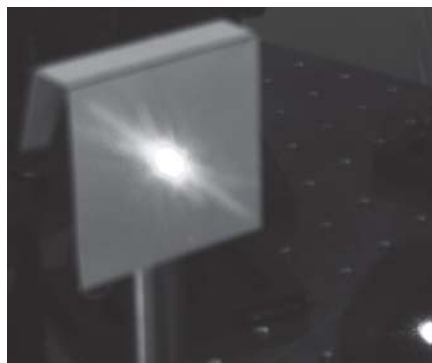


Abbildung 38: Beugungstreifen durch das Abschneiden des Strahls am Rand des *Pinholes*.

4.5.4 Diodenjustierung

Die Dioden der Diodenbrücke müssen sich im Brennpunkt der fokussierenden Linsen befinden (s. Abb. 21). Die Qualität der Justage gibt der „Kalibrieren“-Modus des LabVIEW-Programms wieder. Am effektivsten ist es, sich an dem

Differenzsignal $A - B$ zu orientiert, da hier Umgebungsrauschen heraussubtrahiert wird. Bedeckt man einen Kanal mit einer Karte, so lässt sich am Restsignal erkennen, welchen Beitrag der andere Kanal zum Differenzsignal hat. Dementsprechend wird dieser Kanal auf maximale Intensität eingestellt. Sind beide Kanäle eingestellt, wird mit dem Rotator des $\lambda/2$ -Plättchens die Polarisationsachse des Laserstrahls derart geändert, dass sich beide Signale auslöschen. Damit ist die Diodenbrücke abgeglichen. Liegt ein stabiles Nullsignal vor, kann die Messung beginnen.

4.6 Messung der Hysterese von CoPt

Die CoPt-Proben werden im Praktikumsversuch *Dünnschichttechnologie* hergestellt. Auch sie besitzen eine *out-of-plane*-Anisotropie und können somit durch den polaren KERR-Effekt charakterisiert werden. Durch ihre hohe Magnetisierung erzielen sie einen großen KERR-Winkel und sind deshalb gut geeignet, um sich mit der Messprozedur vertraut zu machen.

Ablauf:

1. Kühlung des Elektromagneten einschalten.
2. CoPt-Vielfachschicht mit *out-of-plane*-Anisotropie einsetzen, Strahlengang justieren und Diodenbrücke abgleichen.
3. HALL-Sonde einsetzen, Messung durchführen, evtl. nachjustieren, bis eine rauscharme Hysterese aufgenommen wurde.
4. Dicke CoPt-Schicht mit *in-plane*-Anisotropie einsetzen, Strahlengang nachjustieren und Magnetfeldabhängigkeit messen.

5 Durchführung und Aufgaben: 2. Versuchstag

5.1 Messung der Hysterese von GdFe

Ziel der Untersuchung ist die Ermittlung des Kompensationspunktes T_K der GdFe-Probe. Dieser ist nicht direkt zu messen, da bei der Kompensationstemperatur das Material von Außen magnetisch neutral ist und somit kein KERR-Effekt zu verzeichnen ist (s. Abb. 14). Der Kompensationspunkt kann jedoch interpoliert werden. Dabei wird ausgenutzt, dass sich das Koerzitivfeld H_C reziprok proportional zur Temperatur verhält:

$$H_C \propto \frac{1}{T - T_K} \quad (47)$$

6 Auswertung

Es muss also das Koerzitivfeld in Abhängigkeit von der Temperatur bestimmt werden.

Ablauf:

1. HALL-Sonde und CoPt-Probe ausbauen.
2. Einbau der GdFe-Probenhalterung. Strahljustage auf Probe (möglichst gut erhaltene Stelle mit hoher Reflektivität suchen). Justieren des Strahlengangs.
3. Beide Kühlkreisläufe aktivieren. HALL-Sonde einbauen.
4. Messungen oberhalb der Raumtemperatur durchführen. Dazu muss die richtige Polung des Heizstroms durch das PELTIER-Element eingestellt werden (Temperaturentwicklung beobachten).

Die maximale Proben temperatur beträgt bei diesem Versuchsaufbau 85°C.

Beginnend bei Raumtemperatur werden mit einer geeigneten Schrittweite Hysteresen aufgenommen, an denen das Koerzitivfeld H_C bestimmt wird.

5. Messungen unterhalb der Raumtemperatur durchführen. Die Polung des Heizstroms wird dazu auf „Kühlung“ eingestellt, die Halterung für die Stickstoffbelüftung auf das Joch aufgesteckt und der Auslass auf die Probe justiert. Dies soll in Anwesenheit des Betreuers vorgenommen werden. Es wird soweit wie möglich abgekühlt. Die Temperaturuntergrenze ist dabei durch die Spannungs- und Strombegrenzungen des PELTIER-Elements gegeben.

Das PELTIER-Element darf mit maximal 15 V und 15 A betrieben werden!

Unterhalb des Kompensationspunkts werden Hysteresen in sinnvollen Schrittweiten aufgenommen. Es ist jeweils notwendig, mit der Messung so lange zu warten, bis die Temperatur einen stabilen Wert erreicht hat. Es ist darauf zu achten, dass die Hysteresekurven geschlossen sind.

6 Auswertung

Die aufgenommenen Daten werden auf einen USB-Stick (bitte mitbringen!) überspielt und zu Hause ausgewertet.

6.1 Graphische Darstellung der Hysteresen

Die aufgenommenen Hysteresen liegen als Textdatei mit drei Spalten vor. In der ersten Spalte steht die magn. Flussdichte $B = \mu_0 H$ (Einheit G), in der zweiten das $(A + B)$ -Signal (Einheit V) und in der dritten das $(A - B)$ -Signal

(Einheit V). Um daraus den KERR-Winkel zu bestimmen, muss die dritte Spalte durch das doppelte der zweiten Spalte dividiert werden (s. Abschnitt 3.2). Das Ergebnis wird dann gegen das Magnetfeld aufgetragen.

Stellen Sie die Hysteresen beider CoPt-Proben sowie eine sinnvolle Auswahl an Hysteresen an der GdFe-Probe graphisch dar.

6.2 Bestimmung des Koerzitivfeldes

Da mit diesem Versuch keine absoluten Werte für die Magnetisierung gemessen werden, kann das Koerzitivfeld nicht direkt aus der Hysterese abgelesen werden. Um es zu ermitteln, wird zunächst durch die Sättigungsbereiche der Hysterese je eine Gerade gelegt. Dann wird eine Mittelgerade parallel und mit gleichem Abstand zu den beiden Sättigungsgeraden in die Hysterese gezeichnet. In die steilen Flanken der Hysterese werden wiederum je eine Sättigungsgerade gezeichnet (Abb. 39). Die Schnittpunkte dieser Geraden mit der Mittelgeraden werden abgelesen und die dazugehörigen Werte für das Magnetfeld notiert. Zusätzlich wird der Fehler auf diese Werte abgeschätzt.

Dieser Teil der Auswertung kann direkt mit einem Auswertungsprogramm durchgeführt werden. Alternativ kann auch die Hysterese ausgedruckt und die Geraden mit Hilfe eines Lineals eingezeichnet werden. Auf diese Weise erhält man für jede Hysterese zwei Werte für das Koerzitivfeld: $H_{C,\text{rechts}}$ und $H_{C,\text{links}}$. Aus diesen Werten wird unter Berücksichtigung der Fehlerfortpflanzung der Mittelwert gebildet:

$$H_C = \frac{H_{C,\text{rechts}} - H_{C,\text{links}}}{2} \quad (48)$$

6.3 Ermittlung des Kompensationspunktes für GdFe

Mit den zuvor ermittelten Werten für die Koerzitivfelder $H_C \pm \sigma_{H_C}$ wird nun, wieder unter Berücksichtigung der Fehlerfortpflanzung, der Kehrwert der Koerzitivfelder $H_C^{-1} \pm \sigma_{H_C^{-1}}$ gebildet und in einem Graphen gegen die Temperatur T aufgetragen. Die Fehler werden bei jedem Wert als y-Fehlerbalken eingezeichnet. An die Werte oberhalb und unterhalb des Kompensationspunktes wird mittels linearer Regression je eine Gerade angepasst. Die Schnittpunkte der Geraden mit der x-Achse bestimmen dann die Kompensationstemperatur. In die Fehlerrechnung gehen hier die aus der Regression erhaltenen Fehler auf die Parameter der Geraden ein. Die beiden Werte für den Kompensationspunkt $T_{K,\text{warm}} \pm \sigma_{T_{K,\text{warm}}}$ und $T_{K,\text{kalt}} \pm \sigma_{T_{K,\text{kalt}}}$ werden abschließend gewichtet gemittelt, um das Endergebnis

$$T_K \pm \sigma_{T_K} \quad (49)$$

zu erhalten.

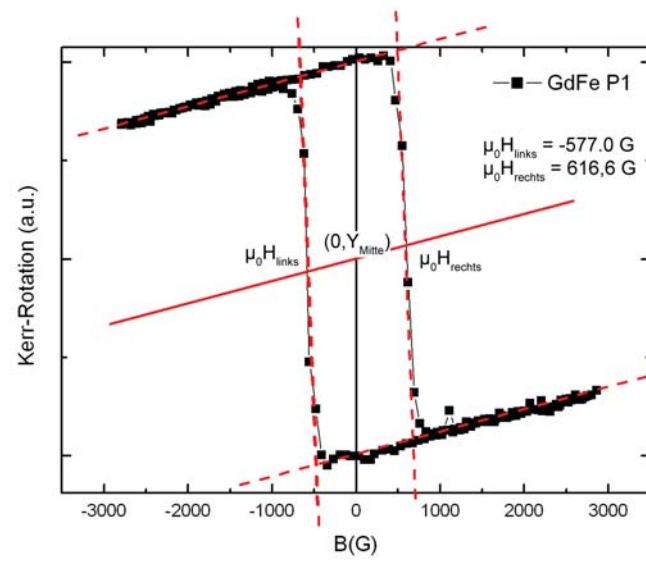


Abbildung 39: Bestimmung des Koerzitivfeldes

Bei der Auswertung ist es wichtig, alle verwendeten Formeln im Protokoll anzugeben, sowie eine Diskussion über die auftretenden Messfehler durchzuführen.

7 Fragen zur Selbstkontrolle

- Was sind die charakteristischen Eigenschaften eines Dia-, Para-, Ferro-, Antiferro- und Ferrimagneten?
- Wie lässt sich der magneto-optische KERR-Effekt erklären?
- Warum kehrt sich im Fall der GdFe-Probe bei Erhöhung der Temperatur über den Kompensationspunkt hinaus die gemessene Hystereseurve um?
- Wie können Sie aus den gemessenen Hysteresekurven den Kompensationspunkt bestimmen?
- Was geschieht mit den Hysteresen oberhalb der CURIE-Temperatur T_C ?
- Wie bestimmt man aus der Messung den KERR-Winkel?
- Warum ist bei der GdFe-Probe nur das Eisen ursächlich an der KERR-Rotation beteiligt, und welche Rolle spielt das Gadolinium bei der Messreihe?
- Warum kann man mit einem $\lambda/2$ -Plättchen die Polarisationsachse des Strahls ändern?
- Wozu dient der polarisierende Strahlteiler?
- Was sind bei dem Aufbau die kritischen Faktoren, um ein klares Messergebnis zu erhalten?

Literatur

- [1] Ch. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*, chapter 15. R. Oldenbourg, 1996.
- [2] P. Bruno, Y. Suzuki, and C. Chappert. Magneto-Optical Kerr Effect in a Paramagnetic Overlayer on a Ferromagnetic Substrate: A Spin-Polarized Quantum Size Effect. *Phys. Rev. B*, 53:9214, 1996.
- [3] D. Mergel and P. Hansen. Amorphe Filme aus Seltenerd-Übergangsmetall-Legierungen für die Magneto-Optische Speicherung. Technical report, Philips GmbH Forschungslaboratorien.
- [4] P Fumagalli. Magnetooptik, Grundlagen und ihre Anwendungen.
- [5] <http://www.thorlabs.com>.
- [6] A. L. Schawlow. Measuring the Wavelength of Light with a Ruler. *Am. J. Phys.*, 33(11):922–923, 1965.