

B11 Magneto-optischer Kerr-Effekt

Durchführung am 20. September 2007

Zusammenfassung

Licht, das an einer ferromagnetischen Oberfläche reflektiert, wird erfährt eine leichte Drehung der Polarisationssebene. Dieses quantenmechanische Phänomen ist als Magneto-optischer Kerr (John Kerr, 1824-1906) Effekt (MOKE) bekannt. Die Drehung hängt ab vom eingestrahlenen Licht und der lokalen Magnetisierung des Ferromagneten. Zum einen lassen sich dadurch Eigenschaften des Ferromagneten ermitteln zum anderen stellt es eine Möglichkeit der Datenspeicherung mit sehr hoher Speicherdichte (z.B. MD) dar. In diesem Versuch wollen wir die longitudinale MOKE Spektroskopie (LMOKE) kennenlernen und die Hysterese eines dünnen Eisenfilms beobachten. In einem weiteren Schritt werden wir das Domänenmuster eines Seltenerd-Eisen-Granatfilms unter dem Einfluss eines äußeren Feldes abbilden.

Inhaltsverzeichnis

1	Physikalische Grundlagen des Versuchs	2
1.1	Magnetische Eigenschaften von Ferromagneten	2
1.1.1	Domänen	2
1.1.2	Magnetische Anisotropie	2
1.1.3	Ummagnetisierungsprozess-Hysterese	3
1.2	Kerr-Spektroskopie und Kerr-Mikroskop	4
1.2.1	Begriffe	4
1.2.2	Makroskopische klassische Beschreibung	4
1.2.3	Optimale Versuchsanordnung	4
1.2.4	Kerrmikroskopie	5
2	Versuchsaufbau	5
2.1	Photodiode	5
2.2	Hallsonde	5
2.3	Versuchsaufbau	5
3	Durchführung	5
4	Auswertung	6
4.1	Magnetfeldkalibrierung	6
4.2	MOKE-Aufbau	8
4.3	Magnetische Anisotropie	9
4.4	Kerrmikroskopie	12
5	Zusammenfassung und Diskussion	15

1 Physikalische Grundlagen des Versuchs

1.1 Magnetische Eigenschaften von Ferromagneten

1.1.1 Domänen

Im allgemeinen ist ein Ferromagnet nicht homogen magnetisiert, sondern die Magnetisierung zerfällt unterhalb einer kritischen Curie-Temperatur in sogenannte Domänen gleicher Magnetisierung begrenzt von Domänenwänden, in denen die Elementarmagnete sich in einem Zustand zwischen den benachbarten Orientierungen befinden. Domänenwände, bei denen die Rotationsachse der Elementarmagnete senkrecht zur Wand steht heißen Blochwände, bei einer anderen Orientierung spricht man von einer Néelwand.

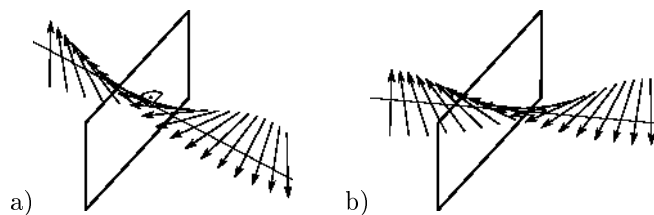


Abbildung 1: a) Blochwand mit senkrechter Rotationsachse b) Néelwand mit anderer Orientierung

Im thermodynamischen Gleichgewicht, entsteht eine Domänenstruktur derart, dass sich der Ferromagnet in einem energetisch möglichst günstigen Zustand befindet. Große Domänen verursachen Streufelder, die mitunter weit aus dem Magneten herausragen und energetisch ungünstig sind. Auf der anderen Seite werden an Domänenwänden Elementarmagnete gezwungen, relativ zu den nächsten Nachbarn eine unterschiedliche Orientierung einzunehmen, was ebenfalls energetisch ungünstig ist. Formal wird dieses Prinzip durch die freie Energie[1] beschrieben

$$G(T, H_M, \Omega_M, \epsilon) = G_{\text{shape.}} + G_{\text{cryst.}}$$

die für jeden stabilen Zustand minimal wird, wobei T die Temperatur, H_M das äußere Magnetfeld, Ω_M die Orientierung der Magnetisierung und ϵ der Spannungstensor, der eine Verformung des Festkörpers beschreibt, sind.

1.1.2 Magnetische Anisotropie

Die homogene Magnetisierung innerhalb einer Domäne beruht auf spontaner Magnetisierung. Es wird angenommen, dass sich magnetische Momente aufgrund einer Austauschwechselwirkung spontan parallel ausrichten und so eine gewisse Ordnung erreichen. Diese allein auf der Wechselwirkung beruhende Magnetisierung ist isotrop.

Ferromagnete sind im Allgemeinen nicht in jede Raumrichtung gleich leicht magnetisierbar. Diese Abhängigkeit vom Raumwinkel wird als Anisotropie bezeichnet und man unterscheidet zwei Ursachen: Form- und Kristallanisotropie.

Formanisotropie beruht auf der äußeren Form des Magneten, ist also ein oberflächenabhängiger Effekt. Die dafür verantwortliche Dipol-Dipol-Wechselwirkung

ist langreichweitig und das effektive Feld ist somit nahe der Oberfläche ein anderes als im Volumen.

Bei einer ellipsoiden Probe ist die Formanisotropie erstaunlicherweise homogen und gegeben durch[1]:

$$G_{\text{shape}} = \frac{\mu_0}{2} \mathbf{M}_S \cdot \mathbf{D} \cdot \mathbf{M}_S,$$

wobei M_S die Sättigungsmagnetisierung und \mathbf{D} der sogenannte Entmagnetisierungstensor ist.

Bei einer unendlich ausgedehnten Ebene ist die Formanisotropie gegeben durch

$$G_{\text{shape}} = K_{\text{shape}}^V \sin^2 \vartheta$$

wobei ϑ den Winkel zwischen Fläche und Magnetisierung bezeichnet.

Kristallanisotropie beruht auf der Struktur des Kristallgitters. Entwickelt man das Potential des Kristallfeldes in Kugelflächenfunktionen, lässt sich aus Symmetrieüberlegungen zeigen, dass hier nur Terme mit l gerade auftreten können. In kubischer Symmetrie tritt der erste von null verschiedene Term sogar erst bei $l = 4$ auf. Auf der anderen Seite ist die Symmetrie eines Kristalls an der Oberfläche wiederum verringert wodurch andere Terme auftreten können. Eine Folge der Kristallanisotropie ist, dass sogenannte leichte und schwere Magnetisierungsachsen entstehen. Kristallanisotropie ist also sowohl volumen- als auch oberflächenabhängig. Bei der untersuchten Fe Schicht mit kubischem Gitter wird [001] so zu einer leichten Achse.

1.1.3 Ummagnetisierungsprozess-Hysterese

Die Hysteresekurve (siehe Abb. 2) beschreibt die Abhängigkeit der Magnetisierung eines Stoffes von einem externen Magnetfeld. Bei der Hysteresekurve sind die Teilkurven für die Magnetisierung und Entmagnetisierung zu unterscheiden. Diese verlaufen um einen konstanten Wert versetzt auf der Magnetfeldachse. Im Falle der Sättigungsmagnetisierung sind alle magnetischen Momente parallel in Feldrichtung ausgerichtet. Die Koerzitivfeldstärke gibt an, welches äußere Feld benötigt wird, um das magnetische Feld des Stoffes zu neutralisieren. Die Remanenzmagnetisierung beschreibt die vorhandene Magnetisierung bei ausgeschaltetem äußeren Feld.

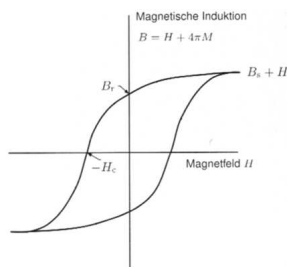


Abbildung 2: Hysteresekurve[5]

Die Ummagnetisierung erfolgt in Schritten, hierbei müssen jeweils die Domänenwände "aufgebrochen" werden (Barkhausenprünge). Dies folgt, da Ener-

gie benötigt wird um dies durchzuführen, diese kann entweder thermisch erlangt werden oder durch ein äußeres Feld. Somit können die magnetischen Momente schrittweise ausgerichtet werden, so dass eine makroskopische Magnetisierung des betrachteten Objekts möglich wird.

1.2 Kerr-Spektroskopie und Kerr-Mikroskop

1.2.1 Begriffe

Bei der Wechselwirkung von linear polarisiertem Licht mit ferromagnetischen Proben ändert sich die Polarisationsrichtung und die Elliptizität. Hier unterscheidet man zunächst zwischen der Wechselwirkung bei Transmission und der Wechselwirkung bei Reflektion. Bei Transmission spricht man vom Faraday-Effekt, wenn der Wellenvektor parallel zur Magnetisierung steht ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$) und vom Voigt-Effekt, wenn der Wellenvektor senkrecht zur Magnetisierung steht ($\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$). Bei Reflektion wird unterschieden, ob die Magnetisierung senkrecht zur Probenoberfläche steht (polarer Kerr-Effekt) oder parallel. Bei letzterem spricht man vom longitudinalen Kerr-Effekt für $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$ und vom transversalen Kerr-Effekt für $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$. [6]

1.2.2 Makroskopische klassische Beschreibung

Im klassischen Bild wird dem Ferromagneten rein phänomenologisch ein Dielektrizitätensor ε zugeschrieben, der aus einem isotropen diagonalen Anteil und einem asymmetrischen Anteil besteht, wobei dann:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} \varepsilon & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ -\varepsilon_{12} & \varepsilon & \varepsilon_{23} \\ -\varepsilon_{13} & -\varepsilon_{23} & \varepsilon \end{pmatrix}.$$

Hier lässt sich die Materialgleichung auch in folgender Form schreiben:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + i\varepsilon Q \mathbf{m} \times \mathbf{E},$$

wobei Q , genannt Voigt-Konstante, proportional zur Magnetisierung der Probe ist. Dieses Bild suggeriert folgenden Vorgang bei der Reflektion: Eine elektromagnetische Welle wird absorbiert und erzeugt so einen Hertz'schen Oszillator. Dieser Oszillator befindet sich aber nun in einem Magnetfeld und beginnt in Folge der Lorentzkraft seine Bewegungsrichtung leicht zu drehen. Die emittierte Welle wird also unter einem Winkel abgegeben und hat damit eine andere Polarisation. Diese sehr anschauliche Erklärung hinkt aber insofern, als dass das Magnetfeld sehr viel stärker sein müsste als das tatsächlich gemessene, um eine Kerr-Rotation von bis zu 1° zu erklären.

1.2.3 Optimale Versuchsanordnung

Der Kerr-Effekt kann für den Fall, dass die Magnetisierung der Probe und das \vec{E} -Feld der Lichtwelle senkrecht aufeinander stehen maximiert werden, dies folgt aus der diskutierten makroskopischen Beschreibung unter Verwendung der Lorentzkraft. Daher ist für unseren Fall einer Eisenprobe, für die die Magnetisierung parallel zur Oberfläche ist, der optimale Einfallswinkel 90° für \mathbf{p} -Licht. Für \mathbf{s} -Licht verschwindet auf Grund des Kreuzproduktes dieses immer im Falle der

transversalen Magnetisierung. Für die longitudinale Magnetisierung wird der Kerr-Effekt winkelunabhängig maximiert.

1.2.4 Kerrmikroskopie

Mit Hilfe des Kerrmikroskopes besteht die Möglichkeit die Domänenstruktur eines Stoffes/Objektes zu beobachten. In unserem Fall verwenden wir eine CCD-Kamera um Aufnahmen von dieser Struktur zu erhalten. Der Aufbau (Abb. 3) bleibt unverändert bis auf den Austausch der Photodiode gegen die CCD-Kamera.

2 Versuchsaufbau

2.1 Photodiode

Eine Photodiode wandelt Licht (Photonen) in elektrische Signale um. In einem Halbleiter wird an einem pn-Übergang ein Elektron-Loch-Paar getrennt, welches durch den inneren Photoeffekt erzeugt wurde. Beim inneren Photoeffekt wird die Energie des Photons an ein Elektron weitergegeben, welches somit den Energiegap zwischen Valenz- und Leitungsband überwinden kann, insofern die Energie des Photons größer als dieser ist. Es entsteht somit ein Elektron-Loch-Paar, was durch das built-in-field des pn-Übergangs getrennt wird. In unserem Versuch dient die Photodiode als Detektor.

2.2 Hallsonde

Die Hallsonde nutzt den Hall-Effekt zur Bestimmung von Magnetfeldern. Beim Halleffekt wird die Eigenschaft der Lorentzkraft genutzt, dass Magnetfelder Ladungsträger ablenken. Die Elektronen in einem Leiter werden durch ein Magnetfeld über die Lorentzkraft senkrecht zum Magnetfeld verschoben, wodurch eine elektrische Spannung senkrecht zum Magnetfeld entsteht, hieraus kann dann die Stärke des Magnetfeldes bestimmt werden. Die verwendete Hallsonde "Teslameter - FM 210" von der "Projekt Elektronik GmbH Berlin" hat einen Fehler von $\pm 0.5\% + 2$ Digits.

2.3 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau befindet sich in Abb. 3. Der Strahl von einem HeNe-Laser wird an einem dünnen Eisenfilm reflektiert. Hierbei kommt es zur Kerr-Rotation. In einem Analysator kann nun die Phase gefiltert werden, wobei die Intensität mit einer Photodiode aufgenommen wird. Der dünne Fe-Film befindet sich in einem spulenumwickelten Eisenkern, der ein möglichst homogenes Magnetfeld erzeugen soll. Das Magnetfeld kann durch Variation des Stromes durchgeföhren werden.

3 Durchführung

Wir starteten mit der Beobachtung der Domänenstruktur durch das Kerrmikroskop, damit der Laser sich stabilisieren konnte. Hierzu musste nur noch die

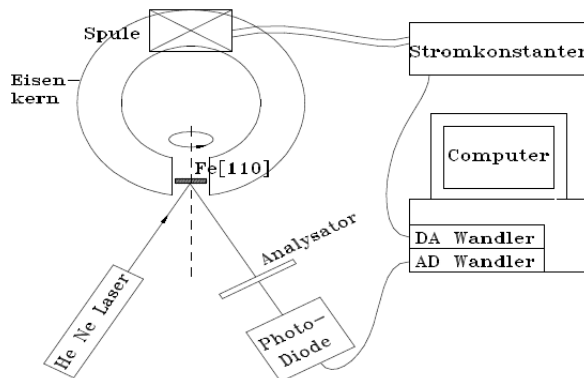


Abbildung 3: Versuchsaufbau[2]

Probe so verschoben werden, dass sie gut unter dem Mikroskop sichtbar wurde. Durch Variation der Spannung, welche einen Magneten betrieb, konnte das Domänenmuster aufgelöst werden und der eindomänige Zustand hergestellt werden.

Als nächstes wurde das Magnetfeld mit Hilfe der Hallsonde kalibriert. Auf Grund des empfindlichen AD-Wandler Messbereiches wurde ein Offset eingebaut und kalibriert. Nachdem die Kalibrierungen abgeschlossen waren, konnte die eigentliche Messung mit dem MOKE-Aufbau beginnen. Die Probe wurde so gedreht, dass der im 45° Winkel aufgedampfte Fe-Film in der leichten Magnetisierungsrichtung stand, d.h. die Probe stand in 45° Stellung. Es wurde der Laserstrahl in die Photodiode durch den Analysator gelenkt. Für verschiedene Analysatorwinkelstellungen wurden dann Hystersekurven aufgenommen.

Nachdem über einen Winkelbereich von ca. 20° des Analysatorwinkels Werte gemessen wurden, wurde von der leichten Magnetisierungsrichtung auf die schwere Magnetisierungsrichtung umgestellt. Hierzu wurde die Probe um 45° gedreht. Leider ergaben sich schlechte Messwerte, was uns dazu zwang eine weitere Drehung (diesmal 180°) durchzuführen. Die Messungen lieferten dann bessere Hystersekurven. Die Messung der Einfallswinkelabhängigkeit wurde nicht durchgeführt.

4 Auswertung

4.1 Magnetfeldkalibrierung

Die Kalibrierung des Magnetfeldes ist Abbildung 4 zu entnehmen. Die Messwerte entsprechen sehr gut der erwarteten linearen Abhängigkeit. Eine kleine Hysterese aufgrund des Eisenkerns ist auch zu beobachten. Um die Kalibrierung zu ermitteln haben wir diese aber vernachlässigt.

Die Kalibrierung ergibt sich aus dem linearen Fit

$$1A \stackrel{\wedge}{=} (28.57 \pm 0.14) \text{ mT} \Leftrightarrow B = (28.57 \pm 0.14) I$$

Der Fehler ergibt sich aus der Streuung der Messwerte. Hier sollte beachtet werden, dass die Streuung relativ klein ist, die Messwerte aber mit einer Sonde

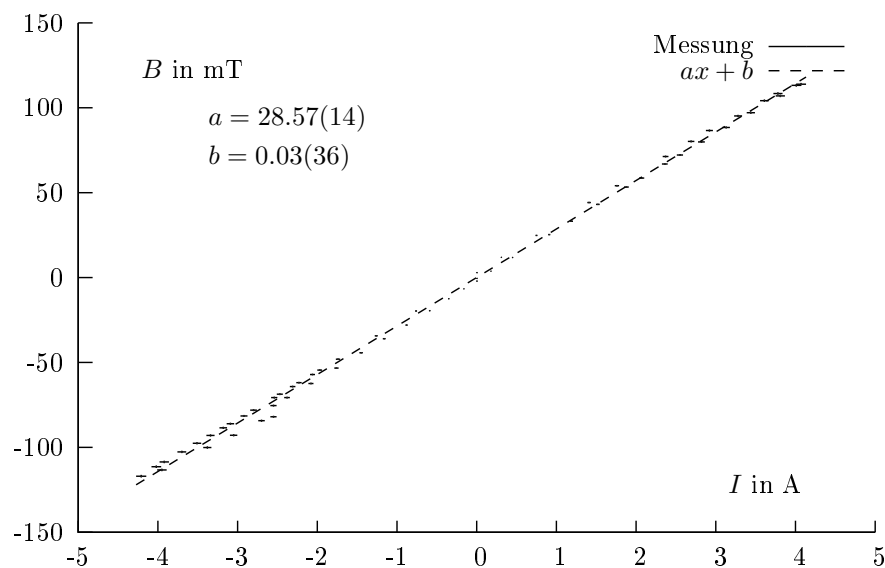


Abbildung 4: Die Skalierung des Magnetfeldes

erhalten wurden, deren Ausmaße im Vergleich zum Durchmesser des Spaltes nicht vernachlässigbar sind. Es kann nicht erwartet werden, dass das Magnetfeld im ganzen Spalt homogen ist. Jedoch konnte die Probe nicht in der Mitte justiert werden, da die Reflexion des Strahles sonst die Wand des Eisenkerns gestriffen hätte. Zusätzlich mussten leider während der Messung die Batterien für das Messgerät (Hallsonde) gewechselt werden, dies erklärt den Sprung bei ca. -2.5 A.

Für die Abschätzung des theoretischen Wertes betrachten wir das Ampèresche Gesetz:

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = I$$

Für unseren Fall eines spulenumwickelten Eisenkerns, d.h. genauer einer Ringspule mit Spalt, folgt auf einem Integrationsweg im inneren der Spule:

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum I = NI$$

Das \vec{B} -Feld ($\vec{B} = \mu_0 \mu(\vec{l}) \vec{H}$, mit $\mu(\vec{l}) = \mu_{Fe}$ im Eisenkern und $\mu(\vec{l}) = 1$ im Spalt) ist beim Übergang in den Spalt stetig, somit also auf dem gesamten Integrationsweg konstant und parallel zu $d\vec{l}$ ($\vec{B} \parallel d\vec{l} \Rightarrow \vec{B} \cdot d\vec{l} = B dl$). Einsetzen liefert:

$$\begin{aligned} \oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} &= \oint_C \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu(\vec{l})} \cdot d\vec{l} \\ &= \frac{B}{\mu_0} \oint_C \frac{1}{\mu(l)} \cdot dl \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{B}{\mu_0} \left(\frac{2\pi r - d}{\mu} + \frac{d}{1} \right) \\
&= \frac{B}{\mu_0} \left(\frac{l}{\mu} + d \right) \\
&= NI
\end{aligned}$$

wobei r der Radius der Spule ist, $l = 2\pi r - d$ die Länge der Magnetfeldstrecke im Eisenkern und d die Spaltbreite. Da $\mu_{Fe} \approx 300 - 10000$ [3] sehr groß ist gegenüber 1, wird $\frac{l}{\mu} \ll d$, somit folgt also:

$$B = N \frac{\mu_0 I}{d}$$

für das Magnetfeld im Spalt. Hieraus erhalten wir mit $N = (300 \pm 1)$ und $d = (12 \pm 0.2) \cdot 10^{-3} \text{ m}$ einen theoretischen Wert von:

$$B = (31.42 \pm 0.54) I$$

Der Vergleich zeigt uns einen höheren theoretischen Wert, als er experimentell bestimmt wurde. Die Werte stimmen auch im 3-fachen Fehler nicht überein. Dies resultiert aus der Messmethode mit der Hallsonde, die auch Inhomogenitäten am Rand misst, während der theoretisch maximale Wert von einem perfekt homogenen Feld ausgeht. Das der Fehler des theoretischen Wertes größer als der Fehler der Messung ist, resultiert aus der Annahme, dass die Spaltbreite nicht perfekt ausgemessen wurde und der Eisenkern sich beim Betrieb thermisch ausdehnt.

4.2 MOKE-Aufbau

Der benutzte AD-Wandler für die Photodiode funktioniert am besten nahe bei 0 V (von -1 V bis +1 V). Daher wurde für jede Hysteresemessung das Spannungsniveau mit einer Offsetschaltung angepasst. Die Kalibrierung der Offsetschaltung ist Abbildung 5 zu entnehmen.

Da der Einfallswinkel des Lasers, aufgrund des Aufbaus in einer Holzkiste, nicht wesentlich verändert werden konnte, entschieden wir uns nur den Analysatorwinkel zu variieren und den Kontrast zu berechnen um so den Kerr-Winkel zu bestimmen. Um den Kontrast c zu berechnen, unterteilten wir die Hysteresekurven in Punkte, die zu dem oberen Niveau gehören, und solche, die wir zu dem unteren Niveau rechnen. Für jedes dieser Signale berechneten wir die Mittelwerte.

Jeder Messwert besteht aus dem tatsächlich gemessen \tilde{I} plus einem Offset I_{os} , den wir angelegt haben um eine absolute Verschiebung zu kompensieren, um in den empfindlichsten Messbereich für den AD-Wandler (um 0 V) zu gelangen. Der Kontrast ergibt sich so zu

$$c = \frac{I_1 - I_2}{I_0} = 2 \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = 2 \frac{\tilde{I}_1 - \tilde{I}_2}{\tilde{I}_1 + \tilde{I}_2 + 2I_{os}}$$

Um den Kerr-Winkel näherungsweise bestimmen zu können sind ein paar Abschätzungen zu machen. Es gilt das Gesetz von Malus:

$$I = I \cos^2 \theta$$

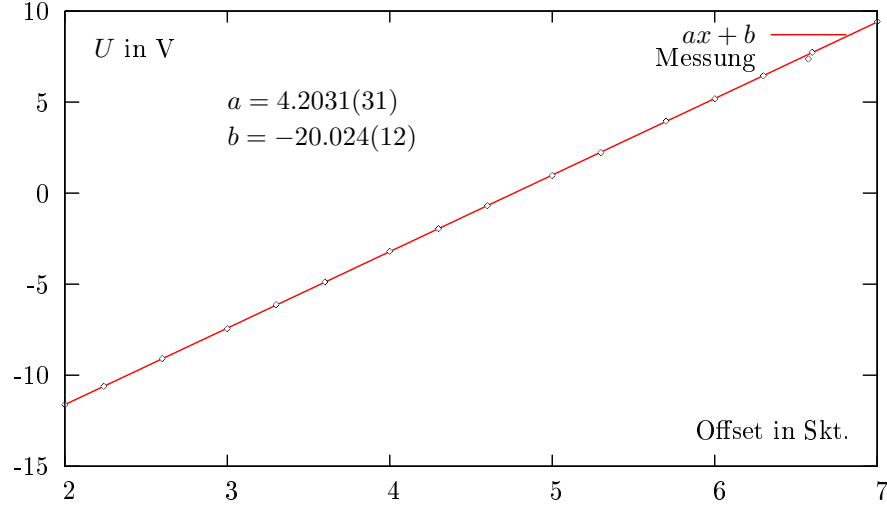


Abbildung 5: Kalibrierung der Offsetschaltung

bei voller Transmission. Bei Auslöschung gilt dementsprechend

$$I = I \sin^2 \theta.$$

Die Intensitäten auf den beiden Niveaus stammen von Licht, das zum einen um den Analysatorwinkel α verdreht ist und zum anderen einmal um den Winkel $-\phi_K$ und einmal um den Winkel $+\phi_K$. Und so gilt:

$$\begin{aligned} c &= 2 \cdot \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \\ &= 2 \cdot \frac{\sin^2(\alpha + \phi_K) - \sin^2(\alpha - \phi_K)}{\sin^2(\alpha + \phi_K) + \sin^2(\alpha - \phi_K)}, \end{aligned}$$

wobei α der Analysatorwinkel gemessen vom Punkt der Auslöschung und ϕ_K der Kerrwinkel ist. Da α, ϕ_K klein und $\phi_K \ll \alpha$, können wir entwickeln:

$$\begin{aligned} c &\approx 2 \cdot \frac{(\alpha + \phi_K)^2 - (\alpha - \phi_K)^2}{(\alpha + \phi_K)^2 + (\alpha - \phi_K)^2} \\ &= \frac{4\phi_K\alpha}{\alpha^2 + \phi_K^2} \approx \frac{4\phi_K}{\alpha} \end{aligned} \quad (1)$$

Die Messung des absoluten Kontrastes über den Analysatorwinkel ist Abbildung 7 zu entnehmen. Um den Kerrwinkel ϕ_K mit Gleichung (1) zu berechnen, tragen wir den Kontrast über α^{-1} auf und passen eine Gerade an (Abbildung 6). Der Kerrwinkel ergibt sich zu $\phi_K = (0.7 \pm 0.2)^\circ$.

4.3 Magnetische Anisotropie

Die Hysterese aufgenommen mit der Eisenprobe in einer leichten und einer schweren Magnetisierungsrichtung kann man in Abbildung 8 bzw. 9 betrachten. Der absolute Wert der Spannung ist hier beliebig.

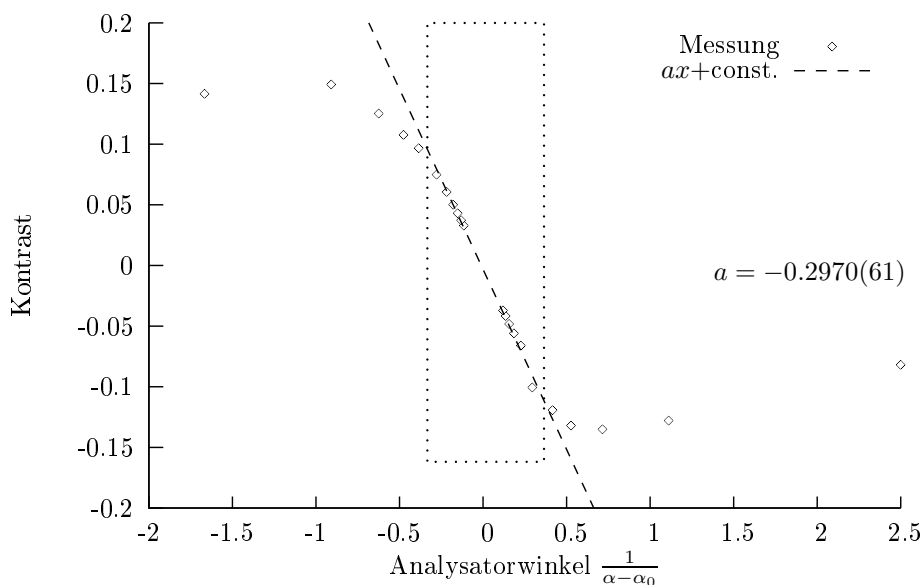


Abbildung 6: Kontrast über reziproken Analysatorwinkel. Für die Anpassung wurden nur die Punkte in dem gestrichelten Kasten berücksichtigt, da die übrigen nicht mehr dem linearen Verlauf folgen.

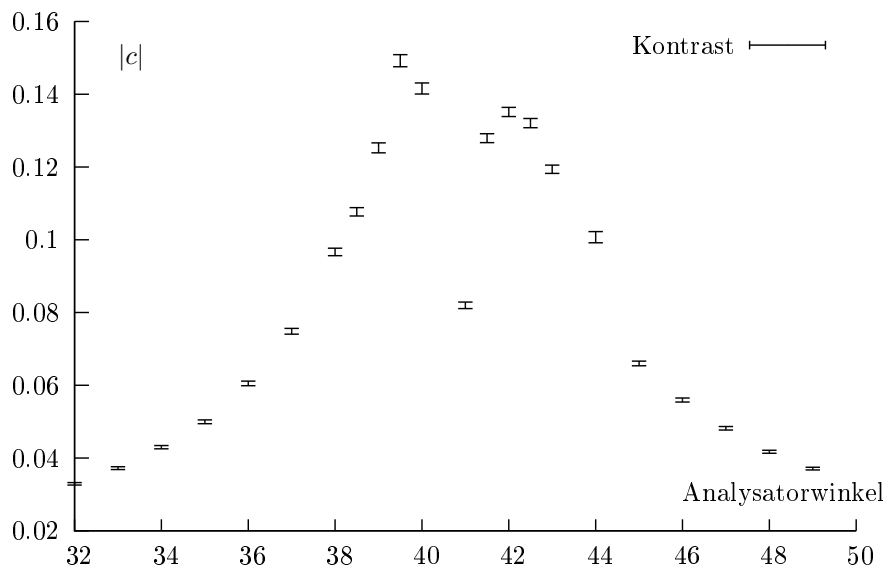


Abbildung 7: Messung Kontrast in Abhängigkeit von Analysatorwinkel

Am meisten fällt auf, dass die Ummagnetisierung bei der leichten Richtung beinahe instantan und vollständig stattfindet, während bei der schweren Richtung nur die Entmagnetisierung plötzlich und vollständig ist. Die Magnetisierung geschieht langsamer und in zwei Schritten. Betrachtet man die Magnetisierung in positiver Richtung, so scheint es bei der schweren Richtung, als würde

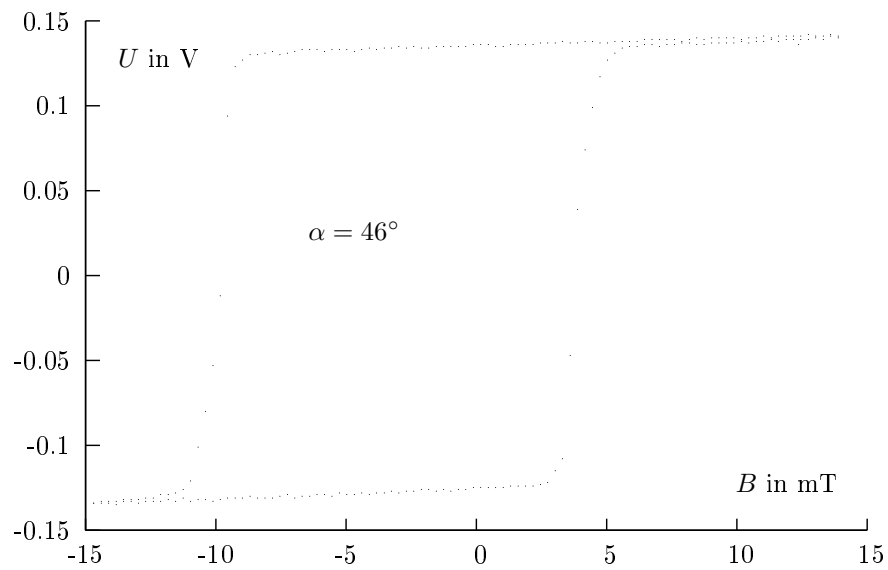


Abbildung 8: Hysteresekurve in leichter Magnetisierungsrichtung

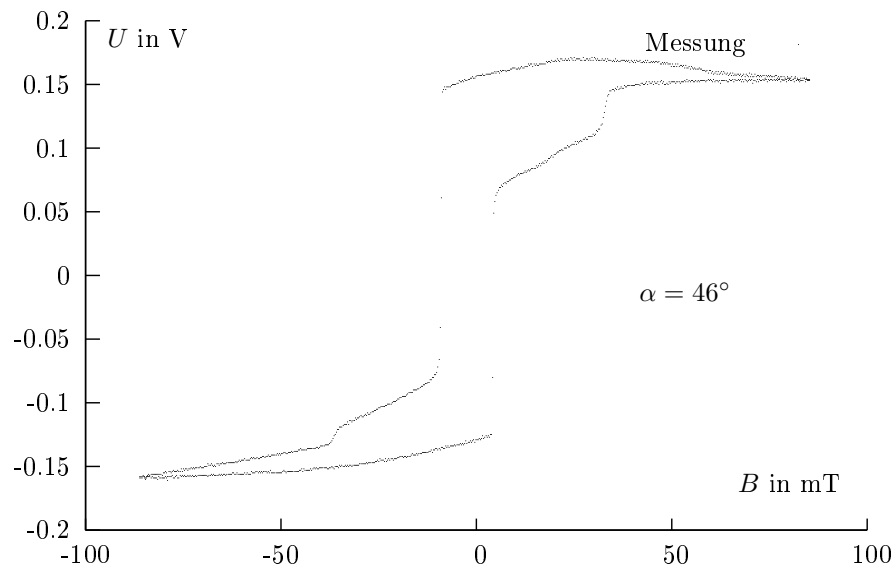


Abbildung 9: Hysteresekurve in schwerere Magnetisierungsrichtung

der eindomänige Zustand bei etwa 5 mT erreicht. Danach steigt die Kurve nur noch langsam an, so als würden hier graduell Elementarmagnete in die schwere Richtung gezogen. Bei 32 mT findet aber ein weiterer Sprung statt. Wir gehen davon aus, dass hier die Spins vollständig in die schwere Richtung umklappen.

Zur Abschätzung des Entmagnetisierungsfaktors in der Filmebene betrachten wir zuerst (die Näherung für einen Paraboloid anstatt unserer rechteckigen Struktur[1]):

$$N_{\parallel} = \frac{\pi d}{4D}$$

mit $d \approx 1000 \text{ \AA}$ der Probendicke und D der Länge der großen Halbachse, wobei wir diese als $D \approx (4 \pm 1) \text{ mm}$ abschätzen. Hieraus ergibt sich:

$$N_{\parallel} \approx (1.96 \pm 0.50) \cdot 10^{-5}$$

Da die Spur der Matrix für den Entmagnetisierungsfaktor:

$$N = \begin{pmatrix} N_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & N_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & N_{\perp} \end{pmatrix}$$

$N = 1 = 2 \cdot N_{\parallel} + N_{\perp}$ liefern muss[1], ergibt sich für $N_{\perp} = 1 - 2 \cdot N_{\parallel} \approx 1$. Da für das Entmagnetisierungsfeld $H_D = N M_S$ gilt, folgt also mit N_{\parallel} für Eisen ($M_S = \frac{2.1}{\mu_0} T$) $B_D \approx (4.1 \pm 1.1) \cdot 10^{-5} T$. Betrachten wir jetzt N_{\perp} , hierfür wird schon ein Entmagnetisierungsfeld von $B_D \approx 2.1 T$ benötigt. Daher ist eine polare MOKE Messung nicht sinnvoll, da der Entmagnetisierungsfaktor $N_{\perp} \approx 1$ ist und somit ein riesiges Magnetfeld benötigt würde, was der Versuchsaufbau nicht hergab (maximal ein paar hundert mT). Zur Bestimmung der Anisotropiekonstante K_1 betrachten wir[2]

$$B_0 = \frac{K_1}{(2 - \sqrt{2}) M_S} + B_D \Leftrightarrow K_1 = (2 - \sqrt{2}) M_S (B_0 - B_D)$$

Daraus folgt für K_1 :

$$K_1 = (2.74 \pm 0.31) \cdot 10^4 \frac{J}{m^3}$$

In Abbildung 9 haben wir das Koerzitivfeld und das Magnetfeld am ‘‘Knick’’ abgelesen. Da die Werte nicht ganz symmetrisch zu der y -Achse liegen, schließen wir, dass wir die schwere Achse nicht exakt getroffen haben. Aus dem links- und rechtsseitigen Wert haben wir jeweils den Mittelwert gebildet, das vernünftig wirkt, da B_0 und B_D um den gleichen Betrag verschoben sind, was sich in der Differenz wieder heraushebt.

Bei der Messung wurde senkrecht polarisiertes Licht verwendet zusammen mit longitudinalem Kerr-Effekt (1.2.1) da hier unabhängig vom Einfallswinkel ein vergleichsweise großer Kerr-Winkel zu beobachten ist.[4]

4.4 Kerrmikroskopie

Die Domänenstruktur des Seltenerd-Eisen-Granatfilmes konnte mit Hilfe eines Kerrmikroskops (Mikroskop + CCD-Kamera) aufgenommen werden. Zuerst vergleichen wir direkt die zwei Polarisierungen in Abb. 10 und Abb. 11 .

Es ist sofort ersichtlich, dass die Domänenwände im ersten Fall der normalen Polung dunkel sind, während die Domänen hell sind. Im Fall der Umpolung, kehrt sich dieses Verhalten um, die Domänen sind nun dunkel und die Domänenwände erscheinen hell. Da wir die hellen Domänen, auf Grund der besseren

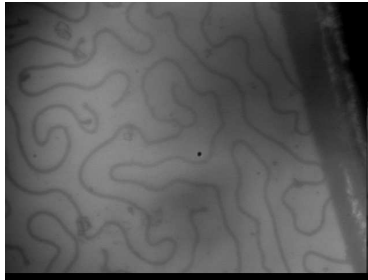


Abbildung 10: Domänenstruktur in normaler Polung

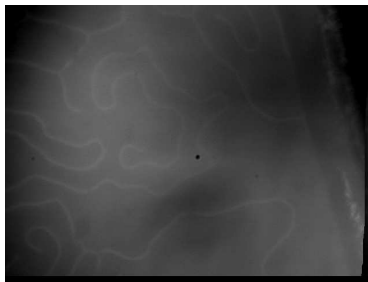


Abbildung 11: Domänenstruktur in umgekehrter Polung

Erkennbarkeit, präferierten, haben wir die weiteren Aufnahmen in der normalen Polung durchgeführt.

Die Abschätzung der Domänenbreite wird ermöglicht indem wir ein Menschenhaar (in diesem Fall ein Terminalhaar mit einer Breite von ca. $12\ \mu\text{m}$) als Vergleichsmaßstab benutzen. Dies zeigt Abb. 12. Wir können hieraus eine Breite der Domänen von $d = (1.93 \pm 0.57)\ \mu\text{m}$ abschätzen, wobei der Fehler aus der Betrachtung verschiedener Stellen der Domänenstruktur resultiert.

Die Bilder zu den Veränderungsprozessen während der Änderung des Magnetfeldes finden sich in den Abb. 13 bis 21. Wir fahren hierzu von 0 das Feld durch bis wir keine Domänenwände mehr erkennen (leider haben wir zwei kleine übersehen, es wäre vermutlich $I \approx 0.20\ \text{A}$ nötig gewesen um den eindomänigen Zustand zu erreichen), danach fahren wir das Feld wieder runter bis wir den ursprünglichen Zustand erreichen. Hierbei erkennt man sofort, dass durch das Aufbrechen der Domänenwände die zuvor vorhandene Domänenstruktur sich völlig verändert hat. Der Neuaufbau der Domänenstruktur zeigt ein völlig anderes Bild, als es zu Anfang der Messung zu sehen war. Andererseits stellten sich Domänenwände wieder nahezu gleich ein, wenn man durch Magnetisierung noch nicht zu viele Domänenwände zerstört hatte. Interessanterweise konnte man in bestimmten Szenarien, wo nur noch wenige Domänenwände sichtbar waren, auch Domänenwände entfernen, indem man das angelegte Magnetfeld verringerte. Wir konnten dies mehrere Male reproduzieren. Dieser Effekt könnte allerdings auch von einem nicht korrekt funktionierenden Drehpotentiometer am Netzgerät der Magnetspule herrühren.

Die Hysteresekurve, welche durch polaren MOKE aufgenommen werden könn-

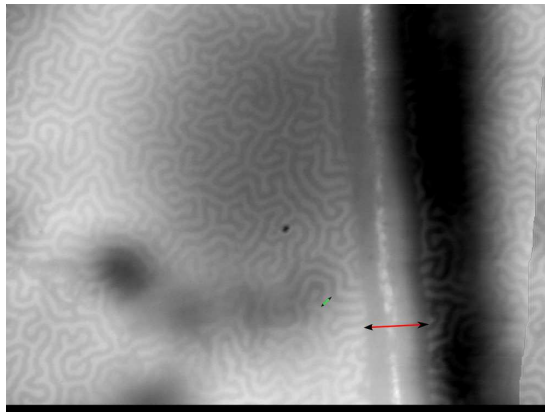


Abbildung 12: Abschätzung der Domänenbreite. Die Domänenbreite ist in grün eingezeichnet, während die rote Linie die Breite des Haares umfasst.

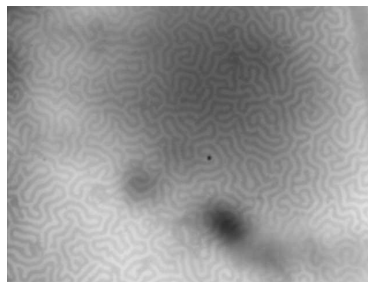


Abbildung 13: $I = 0.00$ A zu Beginn

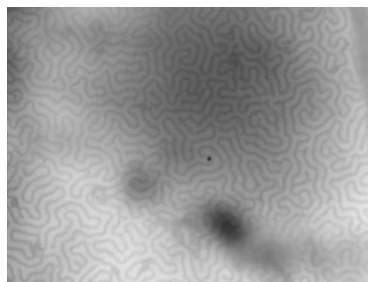


Abbildung 14: $I = 0.03$ A

te, müsste, wie man aus den Abb. 13 bis 21 schließen kann, die normale Verlaufsform einer Hystereseurve besitzen. Das Hysterese auftritt suggeriert der Vergleich von Abb. 15 und Abb. 20.

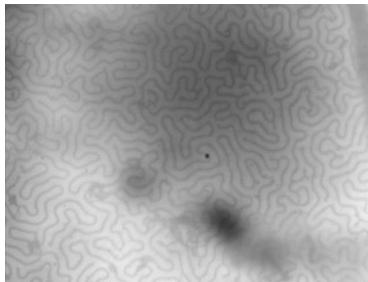


Abbildung 15: $I = 0.05$ A

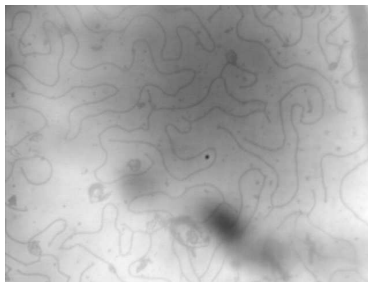


Abbildung 16: $I = 0.11$ A

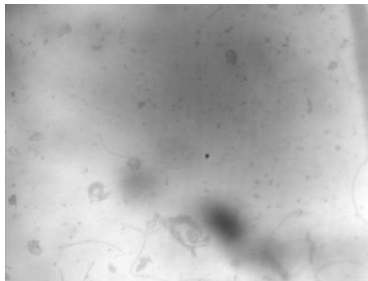


Abbildung 17: $I = 0.15$ A

5 Zusammenfassung und Diskussion

Die Kalibrierung des Magnetfeldes mit Hilfe einer Hallsonde lieferte den Kalibrierungsfaktor

$$B = (28.57 \pm 0.14) I$$

welcher nicht mit dem maximal theoretisch erwarteten Wert übereinstimmt. Die Vermutung liegt nahe, dass auf Grund der Ausdehnung der Hallsonde inhomogene Bereiche mitgemessen wurden, die die Messung verfälschten.

Der optimale MOKE-Aufbau konnte realisiert werden, wobei jedoch vermutlich nicht exakt die leichte und schwere Magnetisierungsrichtung getroffen

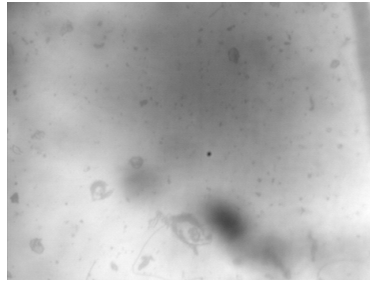


Abbildung 18: $I = 0.16$ A, bis auf fraktale Domänenwandreste befinden wir uns im eindomänen Zustand

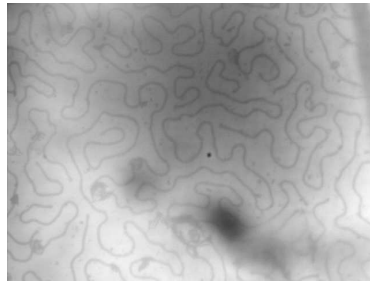


Abbildung 19: $I = 0.08$ A, Beginn des Zurückfahrens des Feldes

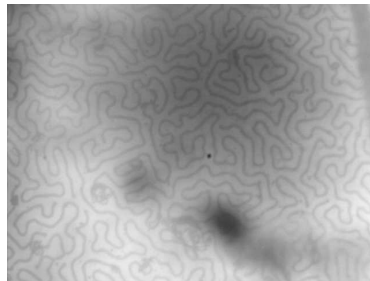


Abbildung 20: $I = 0.05$ A, Im Vergleich zum Hinweg erscheint die Struktur weniger stark ausgeprägt

werden konnte. Eine Justage der Probe wurde “per Augenmaß” und “Hand” ohne Winkelmessschraube durchgeführt. Außerdem musste der Analysatorwinkel, während der Messung einmal per Hand verstellt werden, um den Bereich der Mikrometerschraube zu verschieben. Daher ist die Ausrichtung als ungenau anzusehen. Somit ergibt sich auch der große Fehler für den Kerrwinkel:

$$\phi_K = (0.7 \pm 0.2)$$

Auch die Anisotropiekonstante besitzt einen großen Fehler, wobei wir diesen auf Grund der nicht genauen Quantifizierbarkeit nicht einfließen haben lassen,

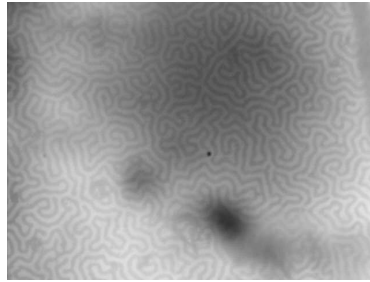


Abbildung 21: $I = 0.00$ A am Ende

womit sich für diese ein Wert von:

$$K_1 = (2.74 \pm 0.31) \cdot 10^4 \frac{\text{J}}{\text{m}^3}$$

ergibt. Die Größenordnung sollte zumindest richtig sein, womit dies als Abschätzung Verwendung finden kann. Die Abschätzung des Entmagnetisierungsfaktors lieferte

$$N_{\parallel} \approx (1.96 \pm 0.50) \cdot 10^{-5}.$$

Die Kerrmikroskopie erlaubt es die Breite der Domänen mit $d = (1.93 \pm 0.57) \mu\text{m}$ abzuschätzen. Man kann somit bereits die Größenordnung erahnen, die im Vergleich zu atomaren Vorgängen geradezu makroskopisch wirkt. Sie ist noch optisch auflösbar und ohne Rasterung auflösbar, wodurch man sie “mit dem eigenen Auge” betrachten kann.

Literatur

- [1] *Manuskript zum 24. IFF-Ferienkurs Magnetismus. 1993.*
- [2] BERLIN, FACHBEREICH PHYSIK FREIE UNIVERSITÄT: *Fortgeschrittenen Praktikum Versuch B11 - Magneto-optischer Kerr-Effekt und magnetische Anisotropien*, 2004.
- [3] [HTTP://DE.WIKIPEDIA.ORG/WIKI/PERMEABILITÄTSZAHL](http://de.wikipedia.org/wiki/Permeabilitätszahl): *Permeabilitätszahl*.
- [4] J. ZAK, E.R. MOOG, C.LIU UND S.D. BADER. *Phys. Rev. B*, 43:6432, 1991.
- [5] KITTEL, CH.: *Festkörperphysik*.
- [6] MEYER, G.: *In situ Abbildung magnetischer Domänen in dünnen Filmen mit magnetooptischer Rasternahfeldmikroskopie*. Doktorarbeit, FU Berlin, 2003.