

# Magnetische Domänen

Versuch zum Fortgeschrittenenpraktikum



UNIVERSITÄT  
DES  
SAARLANDES

Universität des Saarlandes

Institut für Experimentalphysik

Arbeitsgruppe Prof. Dr. U. Hartmann

Version 2.1

14. Oktober 2014



# Inhaltsverzeichnis

<b>Literatur</b>	<b>5</b>
<b>1 Magnetische Domänen</b>	<b>7</b>
1.1 Mikromagnetische Gleichungen . . . . .	8
1.2 Domänen und Domänenwände . . . . .	11
1.3 Magnetisierungskurven . . . . .	15
<b>2 Messung der Magnetisierung mittels Magnetooptik</b>	<b>18</b>
<b>3 Versuchsaufbau</b>	<b>23</b>
3.1 Versuchsaufbau . . . . .	23
3.2 Aufnahme der magnetischen Domänen . . . . .	23
3.3 Zu untersuchende Proben . . . . .	25
<b>4 Kontrollfragen</b>	<b>27</b>
<b>5 Versuchsdurchführung</b>	<b>28</b>



## Literatur

Die in der Anleitung dargestellten theoretischen Grundlagen sollen einen Überblick über die, für den Versuch, relevante Physik geben. Weitere Ausführungen finden Sie in den unten aufgelisteten Literaturreferenzen. Die Liste ist nicht vollständig.

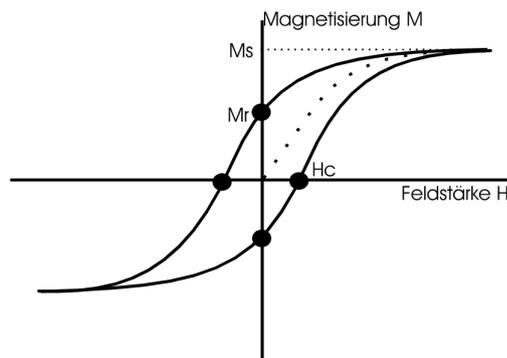
- [1] T. Karwoth, “Optimierung eines Kerr-Mikroskops,” 2012. Es sei auch auf die Referenzen in dieser Bachelorarbeit verwiesen. Eine Kopie der Arbeit können Sie auf Anfrage vom Betreuer erhalten.
- [2] C. Kittel and S. Hunklinger, *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, München, unveränderte Auflage ed., 2013.
- [3] A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer-Verlag, Berlin, 1998.
- [4] Minute Physics, “Periodic table of magnetism,” 2013. <http://table.minutephysics.com/#mag> (abgerufen Oktober 2014) .
- [5] Z. Q. Qiu and S. D. Bader, “Surface magneto-optic Kerr effect,” *Rev. Sci. Instrum.* **71** (2000) 1243.
- [6] M. Grimsditch and P. Vavassori, “The diffracted magneto-optic Kerr effect: what does it tell you?,” *J. Phys.: Condens. Matter* **16** (2004) R275–R294.
- [7] H. Hauser, “Energetic model of ferromagnetic hysteresis 2: Magnetization calculations of (110)[001] FeSi sheets by statistic domain behavior,” *Journal of Applied Physics* **77** (1995) 2625.



# 1 Magnetische Domänen

Die Ergebnisse quantenmechanischer Rechnungen zeigen, dass bei bestimmten Elementen (Fe, Ni, Co, Gd) und etlichen Verbindungen unterhalb der sogenannten Curietemperatur  $T_C$  eine spontane Magnetisierung auftritt. Der Betrag der Magnetisierung  $J_S$  ist eine Materialkonstante und im Gegensatz zu diamagnetischen und paramagnetischen Stoffen nicht vom angelegten Magnetfeld  $H$  abhängig.

Im Gegensatz zu dieser Theorie zeigen Messungen der Magnetisierungen von ferromagnetischen Körpern in einem Magnetfeld eine typische Abhängigkeit vom Magnetfeld. Die Abhängigkeit folgt dem Verlauf einer Hysterese, die in Abbildung 1 dargestellt ist.



**Abbildung 1:** Die Abhängigkeit der Magnetisierung  $M$  eines ferromagnetischen Materials vom äußeren Magnetfeld  $H$  beschreibt eine Hysterese; dabei ist  $H_C$  die Koerzitivfeldstärke,  $M_r$  die remanente Magnetisierung und  $M_S$  die Sättigungsmagnetisierung (wird auch mit  $J_S$  bezeichnet). Die Neukurve (gepunktet) beschreibt den Verlauf der Magnetisierung in einem Material, das erstmals magnetisiert wird.

Der Grund für diesen Unterschied liegt darin, dass in diesen Messungen die Magnetisierung über den gesamten Körper gemittelt wird. In Wirklichkeit besteht der Körper aus vielen einzelnen Bereichen, den Weiss'schen Bezirken, mit einer Magnetisierung von konstantem Betrag, aber wechselnder Magnetisierungsrichtung zwischen den Bereichen. Das Anwachsen und Schrumpfen oder auch das Erscheinen neuer Bereiche mit einer bestimmten Magnetisierungsrichtung bestimmt das Verhalten der Gesamtmagnetisierung in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld. Die Gesamtmagnetisierung ist ein Resultat der vektoriellen Integration über alle diese Bereiche. In bestimmten Fällen ist auch eine kontinuierliche Variation der Magnetisierungsrichtung innerhalb des Volumens möglich.

Das physikalische Prinzip der Messung in der Art nach Abb. 1, ist folgendes: Die Information über die Magnetisierung wird aus dem Streufeld  $B$  der Probe in großen Abständen gegen die Abmessung der Probe gewonnen. Bis auf den Dipolanteil verschwinden alle höheren Multipole des Feldes. Das magnetische

Gesamtdipolmoment  $\vec{m}$  in einem bestimmten Abstand

$$\begin{aligned}\vec{m} &= J_S \cdot \hat{m} dV \\ &= \vec{m}_{mittel} \cdot V\end{aligned}\tag{1}$$

ist sowohl proportional zu dem Produkt aus Sättigungsmagnetisierung  $J_S$  und Einheitsvektor der Magnetisierungsrichtung  $\hat{m}$ , als auch zu dem Produkt zwischen mittlerer Magnetisierungsdichte  $\vec{m}_{mittel}$  und dem Volumen  $V$ .

In großer Entfernung kann von der Domänenstruktur eines ferromagnetischen Körpers nur das Dipolmoment gemessen werden. Die Domänenstruktur hängt von der Gestalt des Körpers, seinem Material und von Betrag und Richtung des angelegten Magnetfeldes ab. Nur wenn die Domänenstruktur klein gegenüber den Abmessungen des Körpers ist und keine magnetische Anisotropie vorliegt, wird sich der Körper ähnlich wie ein Dielektrikum in einem elektrischen Feld verhalten. Das heißt insbesondere, dass sich nur Polarisationsladungen an den äußeren Begrenzungsflächen des Körpers ausbilden. Im Körperinneren ist  $\text{div } \vec{H} = 0$  und damit die Hysterese materialspezifisch. Im Fall weichmagnetischer Stoffe mit verschwindender Hysterese lässt sich eine skalare magnetische Suszeptibilität  $\chi(H)$  definieren.

Die Abhängigkeit des Dipolmomentes eines Körpers vom angelegten Feld wird durch zwei wesentliche Merkmale bestimmt: die Sättigung und die Hysterese; beide können durch das Verhalten der Domänenstruktur in Abhängigkeit des äußeren Feldes verstanden werden. Die Tatsache der Sättigung ist leicht verständlich, irgendwann gibt es nur noch eine Domäne mit der Magnetisierung  $M_S$  in Richtung des äußeren Magnetfeldes. Wann dieser Punkt erreicht wird, ist vom Material, der Form des Körpers und von der Orientierung des Magnetfeldes abhängig. Die Sättigung kann nur in glatten endlich ausgedehnten Körpern erreicht werden, z. B. Kugeln. Körper mit Ecken und Kanten werden im Prinzip nur bei unendlich hohen Feldern homogen gesättigt.

Die Hysterese hat ihren Ursprung in irreversiblen Ummagnetisierungsvorgängen (Änderungen der Domänenstruktur), worauf in Abschnitt 1.3 näher eingegangen wird.

## 1.1 Mikromagnetische Gleichungen

Es ist nötig ein Modell zu finden, das es ermöglicht, die Domänenstrukturen bei einem äußeren Feld bestimmen zu können. Voraussetzung sei eine langsame Variation des Feldes, so dass alle Verlustmechanismen proportional zu  $\partial\vec{m}/\partial t$  und  $\partial\vec{H}/\partial t$  zu vernachlässigen sind. Die Domänenstruktur ergibt sich dann durch die Minimierung der Gesamtenergie. Sie besteht aus der Summe von Austauschwechselwirkungsenergie  $E_E$ , Kristallanisotropieenergie  $E_A$ , Oberflächenanisotropieenergie  $E_S$ , Energie im externen Magnetfeld (Zeeman-Energie)  $E_Z$  und der Streufeldenergie  $E_F$ .

## Austauschwechselwirkungsenergie

Die Austauschwechselwirkungsenergie ist die Energie, die allen Ferromagneten gemein ist. Die Austauschwechselwirkungsenergie sorgt für eine Parallelstellung von benachbarten Spins.<sup>1</sup> Dabei wird die Kraft von einem Spin auf den anderen auf quantenmechanischem Weg vermittelt und nicht durch das magnetische Feld des Spins. Wäre sie alleine maßgebend, würde dies immer zu einem einheitlichen magnetisierten Stück Material führen. Die Austauschwechselwirkungsenergie ist das Volumeintegral über die Magnetisierung  $\vec{m}$  in der Form

$$\begin{aligned} E_E &= A \int (\text{grad } \vec{m})^2 dV \\ &= A \int \vec{m} \cdot \Delta \hat{m} dV \end{aligned} \quad (2)$$

mit der Materialkonstante  $A$  und dem Einheitsvektor in Richtung der Magnetisierung  $\hat{m}$ . Nach Transformation der Variablen zu Kugelkoordinaten mit  $m_1 = \cos \theta \cos \phi$ ,  $m_2 = \cos \theta \sin \phi$  und  $m_3 = \sin \theta$  ( $r = 1$ ) ergibt sich Gl. (2) zu<sup>2</sup>:

$$E_E = A \int (\text{grad}\theta)^2 + \cos^2 \theta (\text{grad}\phi)^2 dV. \quad (3)$$

## Kristallanisotropieenergie

Kristalline Körper besitzen ausgezeichnete Richtungen, die Kristallachsen. Besitzt die Magnetisierung eine bestimmte Richtung zu den Kristallachsen, ergibt sich dabei eine bestimmte Energie  $E_A$

$$E_A = (K_{c1} + K_{c2} \sin^2 \theta) \cos^4 \theta \sin^2 \phi \cos^2 \phi + K_{c1} \sin^2 \theta \cos^2 \theta \quad (4)$$

mit der Transformation von  $\vec{m}$  wie in Gl. (3). Die Abhängigkeit der Energie  $E_A$  ist im Allgemeinen kompliziert. In kubischen Kristallen können je nach Verhältnis der Konstanten  $K_{c1}$  und  $K_{c2}$  in Gl. (4) vier Magnetisierungsrichtungen in Richtung entlang der Kristallachsen  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 010 \rangle$  und  $\langle 001 \rangle$  bevorzugt werden bzw. in den diagonalen Richtungen  $\langle 111 \rangle$ ,  $\langle -111 \rangle$  und  $\langle 1-11 \rangle$ .

---

<sup>1</sup>Die Zweiteilchenwellenfunktion muss antisymmetrisch gegenüber Vertauschung sein, also ist entweder die Spinwellenfunktion symmetrisch und Ortswellenfunktion antisymmetrisch oder umgekehrt. Ist die Ortswellenfunktion symmetrisch sind die Elektronen im Schnitt näher beieinander, d. h. energetisch ungünstig auf Grund der Coulombabstoßung. Folglich sollte also die Spinwellenfunktion symmetrisch sein. Damit werden parallele Spins bevorzugt.

<sup>2</sup> $\vec{m}$  ist der Vektor der Magnetisierung und  $\hat{m}$  der zugehörige Einheitsvektor in Richtung der Magnetisierung. Wenn  $\hat{m}$  durch Kugelkoordinaten ausgedrückt wird, ist der Radius  $r = 1$ . Anschließend werden  $m_1$ ,  $m_2$  und  $m_3$  nach  $\theta$  und  $\phi$  aufgelöst und ersetzt, so dass in Gleichung (2)  $\theta$  und  $\phi$  anstelle  $\hat{m}$  verwendet werden. Dadurch erhält man Gleichung (3). Die beiden Winkel enthalten damit die Magnetisierung als Parameter nach denen der Gradient dann ableitet.

## Energie im externen Magnetfeld

Die Energie im externen Magnetfeld wird dann besonders einfach, wenn man ein homogenes äußeres Feld annimmt, was bei den meisten Messungen der Fall ist. Sie ergibt sich dann zu

$$E_Z = -J_S \int H_{extern} \cdot \hat{m} dV \quad (5)$$

mit dem externen Magnetfeld  $H_{extern}$  und der Sättigungsmagnetisierung  $J_S$ .

Gäbe es nur die drei Energien  $E_E$ ,  $E_A$  und  $E_Z$ , wäre die Magnetisierung in einem Einkristall immer noch homogen und stünde in irgendeiner Richtung zwischen Kristallachse und Richtung des äußeren Magnetfeldes. Zur Ausbildung von Strukturen benötigt man Anteile der Gesamtenergie, die die Magnetisierung an verschiedenen Orten unterschiedlich stark beeinflussen.

## Oberflächenanisotropieenergie

Je nach Vorzeichen der Konstanten  $K_S$  in der Oberflächenanisotropieenergie  $E_S$

$$E_S = K_S [1 - (\vec{m} \cdot \vec{n})^2] \quad (6)$$

ist eine Minimierung der Energie zu erreichen, wenn die Richtung der Magnetisierung  $\vec{m}$  entweder parallel oder senkrecht zum Normalenvektor der Oberfläche  $\vec{n}$  steht. Dieser Beitrag führt in einem endlichen Körper zu einer Variation der Magnetisierung entlang der Oberfläche. Bei Körpern aus einem kristallinen Material und mehreren leichten Achsen für die Magnetisierung führt dies zu einer Strukturbildung bis in das innere Volumen des Körpers. Liegt kein äußeres Feld an so ist die Magnetisierung an allen Stellen der Oberfläche eindeutig bestimmt, an denen die Oberfläche parallel oder senkrecht zu den Kristallachsen orientiert ist. Von diesen Punkten ausgehend wird sich eine Struktur ausbilden, die je nach Verhältnis von Kristallanisotropieenergie  $E_A$  zu Oberflächenanisotropieenergie  $E_S$  unterschiedlich komplex wird.

## Streifeldenergie

Die Streifeldenergie  $E_F$  ergibt sich aus dem Feld der magnetischen Polarisationsladungen. Die Polarisationsladungsdichten setzen sich aus einem Volumenanteil  $\lambda_V$  und einem Oberflächenanteil  $\sigma_S$  mit

$$\begin{aligned} \lambda_V &= -\text{div } \vec{m} \\ \sigma_S &= \vec{m} \cdot \vec{n} \end{aligned} \quad (7)$$

zusammen. Das magnetische Potential ergibt sich dann als die Summe des Volumen- und Oberflächenintegrals zu

$$\Phi_F(\vec{r}) = \frac{J_S}{4\pi\mu_0} \left[ \int \frac{\lambda_V(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' + \int \frac{\sigma_S(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dS' \right] \quad (8)$$

mit der Sättigungsmagnetisierung  $J_S$  und der magnetischen Feldkonstante  $\mu_0$ . Das magnetische Streufeld ergibt sich dann aus dem Gradienten des Potentials, Die Selbstenergie dieser Ladungskonfiguration ist

$$E_F = J_S \left[ \int \lambda_V(\vec{r}) \Phi_F(\vec{r}) dV + \int \sigma_S(\vec{r}) \Phi_F(\vec{r}) dS \right]. \quad (9)$$

Das Ausbilden von Volumenladungsdichten wird im Allgemeinen in Materialien mit Kristallanisotropie vermieden, weil dazu eine kontinuierliche Variation der Magnetisierungsrichtung notwendig ist. Die Grenzflächen (Domänenwände) zwischen Gebieten gleicher Magnetisierungsrichtung (Domänen) können je nach Orientierung der Wandnormalen und der beiden angrenzenden Magnetisierungsrichtungen Polarisationsladungen tragen. Dieser Beitrag der inneren Oberflächen muss zum Beitrag der äußeren Oberfläche des Körpers dazugezählt werden.

Da diese inneren Oberflächen selbst durch die Domänenkonfiguration gebildet werden, geht die Domänenkonfiguration selbstkonsistent in die Minimierungsprozedur der Gesamtenergie ein. Solche Systeme bieten somit eine sehr große Formenvielfalt und interessante Fragestellungen.

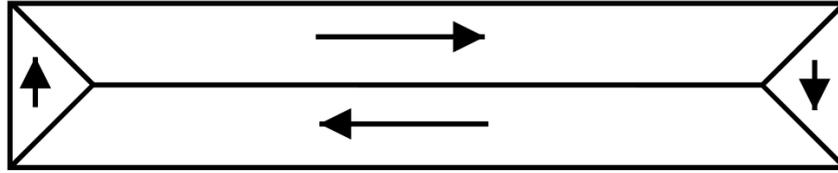
## 1.2 Domänen und Domänenwände

Von den in Kapitel 1.1 aufgeführten Energien sind zwei immer in einem Körper vorhanden: die Austauschwechselwirkungsenergie  $E_E$  (vgl. Kapitel 1.1) und die Streufeldenergie  $E_F$  (vgl. Kapitel 1.1). Sie alleine ergäben eine kontinuierliche Magnetisierungsverteilung mit  $\text{div } \vec{m} \neq 0$  und einer möglichst langsamen räumlichen Änderung der Magnetisierung.

Gibt es eine magnetische Anisotropie so richtet sich die Magnetisierung im Volumen des Körpers nach den leichten Achsen der Kristallanisotropie  $E_A$  aus. Es bilden sich Gebiete paralleler Magnetisierung, die Domänen. Die Flächennormalen ihrer Grenzen orientieren sich im Idealfall so zu den Magnetisierungen, dass eine Oberflächenladung vermieden wird. In der Nähe der Oberfläche konkurriert die Oberflächenanisotropie mit der Kristallanisotropie. Im allgemeinen Fall, wenn die Oberflächennormale nicht parallel zu einer Kristallachse steht, führt dies zu sehr komplizierten Domänenstrukturen führt.

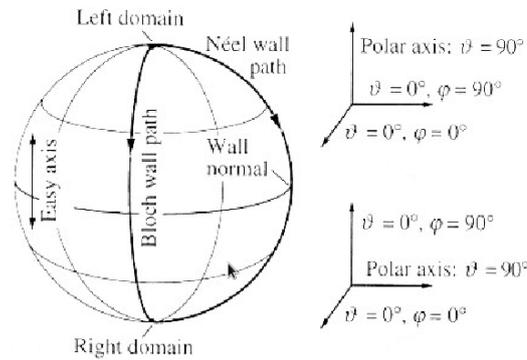
Ist die Oberflächenanisotropie so, dass der Zustand einer zur Oberfläche parallelen Magnetisierung günstig ist, versucht das Material die Magnetisierung in einem geschlossenen eckigen Ring zu führen. Dies führt dazu, dass Normalkomponenten der Magnetisierung zu den äußeren Flächen verschwinden, also dort auch keine Oberflächenladungen entstehen. Dies ist besonders bei kubischen Kristallen mit quaderförmiger Gestalt der Fall, weil dann die Kristallachsen parallel zu den Oberflächen stehen. Es bildet sich dann die sogenannte Landaustruktur (vgl. Abb. 2).

Es ist günstig möglichst große Gebiete gleicher Magnetisierung zu bilden. Es stellt sich die Frage, auf welche Art und Weise die Magnetisierung von einem Gebiet zum anderen wechselt. Das Gebiet, in dem die Magnetisierung wechselt, die Domänenwand, sollte einerseits nicht zu groß sein, da sonst ein Beitrag zur



**Abbildung 2:** Landastruktur in einem kubischen Kristall. Die Pfeile zeigen die Richtung der Magnetisierung an; sie bildet einen geschlossenen Fluss.

Anisotropieenergie geliefert wird. Eine sehr kleine Wand erhöht andererseits den Beitrag zur Austauschwechselwirkungsenergie.



**Abbildung 3:** Mögliche Pfade, die angeben auf welcher Weise sich die Magnetisierung in Polarkoordinaten ändert.

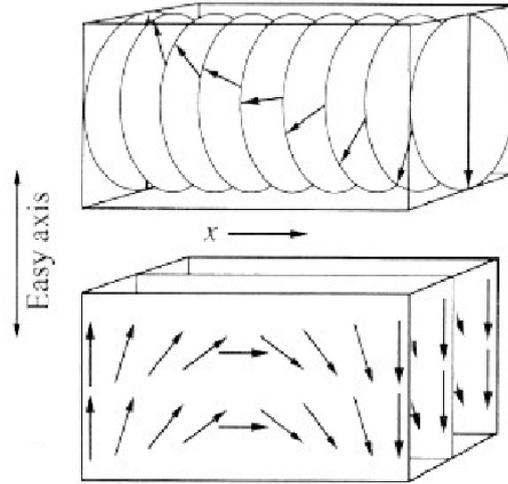
Der explizite Verlauf der Magnetisierung in Abhängigkeit des Ortes  $x$ , normal zur Wand, erhält aus der Minimierung der Summe der beiden Energien

$$E_{Wand} = \int_{-\infty}^{+\infty} [A\phi'^2 + K \cos^2 \phi] dx \quad (10)$$

mit :  $\phi(-\infty) = +\frac{\pi}{2}$   
 $\phi(+\infty) = -\frac{\pi}{2}$ .

Der erste Summand in Gl. (10) enthält die Ableitung des Winkels der Magnetisierung nach  $x$ . Man erhält ihn wenn man in Gl. (3) den Winkel  $\theta = 90^\circ$  setzt und damit  $\text{grad } \theta = 0$  wird. Dies ist möglich, da die Pfade, auf denen die Magnetisierung jeweils läuft (vgl. Abb. 3), Meridiane sind. Zu jedem Meridian lässt sich eine polare Achse wählen, so dass sich der Winkel nur in der äquatorialen Ebene ändert ( $\theta = 90^\circ, d\theta/dx = 0$ ).

Abbildung 4 zeigt wie die Magnetisierung auf den beiden ausgezeichneten Pfaden in Abbildung 3 wechselt: als Bloch- oder Néelwand. Der Zweite Term in Gl. (10)



**Abbildung 4:** Möglichkeiten der Drehung der Magnetisierung in einer Wand: Blochwand (oben) und Néelwand (unten).

ist eine Anisotropieenergie bei der nur eine Richtung ausgezeichnet ist (uniaxiale Symmetrie).

Der Verlauf des Winkels  $\phi(x)$  ergibt sich aus Variationsrechnungen und führt zum Ausdruck:

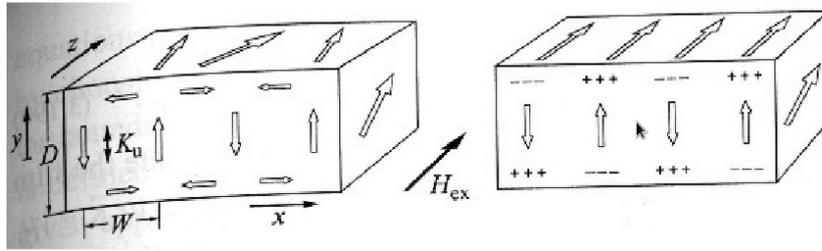
$$\phi = \arcsin \left[ \tanh \left( \frac{x}{\sqrt{\frac{A}{K}}} \right) \right] \quad (11)$$

mit  $\sqrt{A/K}$  als charakteristische Größe, die die Breite der Funktion bestimmt. Je nach Definition ordnet man der Wand das Doppelte von  $\sqrt{A/K}$  als Breite zu.

Die Blochwand wird im Bulkmaterial der Néelwand vorgezogen, weil sich in der Wand keine magnetischen Ladungen ausbilden ( $\text{div } \vec{m} = 0$ ). In dünnen Filmen dagegen ist die Néelwand energetisch günstiger. Die Drehrichtung der Magnetisierung in der Blochwand kann sich von einem Bereich zu einem anderen ändern. Diese Bereiche in der Wand selbst werden dann von sogenannten Néellinien voneinander getrennt.

In dünnen Filmen ergibt sich in Abhängigkeit vom Verhältnis der Sättigungsmagnetisierung zur Anisotropiekonstanten ein unterschiedliches Verhalten. Zunächst ergeben sich Unterschiede in der Magnetisierungsverteilung, vgl. Abb. 5.

Dargestellt ist hier die Magnetisierung zweier Filme mit uniaxialer Anisotropie (senkrecht zur Filmebene). Bei geringer Anisotropie (vgl. Abb. 5 links) ist es energetisch günstig den magnetischen Fluss zu schließen um Polarisationsladungen und Streufelder zu vermeiden. Bei einer hohen Anisotropie (vgl. Abb. 5 rechts) dagegen ist der Energieanstieg durch Streufelder geringer als im Fall der Magnetisierung, die gegen



**Abbildung 5:** Magnetisierung dünner Filme mit senkrechter Anisotropie. Links ist  $K_u/K_d \ll 1$ ,  $K_d = J_S^2/2\mu_0$  mit  $J_S$  der Sättigungsmagnetisierung und rechts einer höheren Anisotropie.

die Vorzugsrichtung gekippt wird. Es bildet sich eine alternierende Magnetisierung aus die vorwiegend in Richtung “nach oben” bzw. “nach unten” wechselt. Ein in Abb. 5 eingezeichnetes zusätzliches Feld parallel zur Filmebene schwächt die senkrechte Anisotropie, was die Konfiguration in Abb. 5 auf der linken Seite begünstigt.

Im Folgenden sollen Materialien mit einem Verhalten, das in Abb. 5 auf der rechten Seite dargestellt ist, diskutiert werden. Legt man ein Magnetfeld senkrecht zur Filmebene an, also in Richtung der oberflächenanisotropie, vergrößert sich auf Grund des Einflusses der Energie der Domänen im äußeren Feld die mit der in Feldrichtung zeigenden Magnetisierung. Es können die genauen Größenverhältnisse der Domänen zueinander berechnet werden. Man kann dabei sowohl von einem Muster aus parallelen Streifen, als auch von in einem Gitter angeordneten Bubbles ausgehen. Bubbles sind kreisförmige Gebiete gleicher Magnetisierung, die oft in einer hexagonalen oder lokal hexagonalen Struktur angeordnet sind. Die Magnetisierung der Zwischenräume zeigt dabei in die entgegengesetzte Richtung.

Die Streufeldenergien der beiden Systemen unterscheiden sich leicht, wobei diejenige des Bubblegitters geringer ist. Beiden Systemen ist gleich, dass sich beim Erhöhen des äußeren Feldes ein energetisch minimaler Gleichgewichtszustand dadurch ergibt, dass die einen Domänen immer größer werden müssen. Die Größt strebt bei endlichen Feldern gegen unendlich.

Bei diesem Wert des Feldes ist die Größe der anderen Domäne nicht Null, sondern besitzt einen bestimmten Wert, der abhängig vom jeweiligen Material ist. Diese Konfiguration kann bei einem unendlich ausgedehnten Film dadurch erreicht werden, dass die kleineren Domänen bis ins Unendliche “geschoben” werden, die Gitterkonstante wird unendlich groß. Was nun bei einem endlichen Film passiert, soll in diesem Praktikum demonstriert werden.

Nicht nur die Richtung der Magnetisierung, sondern auch die Domänenbreite bei senkrecht ausgerichteter Magnetisierung hängt vom Verhältnis  $Q_{aniso} = K_u/K_d$  ( $K_u$  Anisotropiekonstante,  $K_d$  vgl. Abb. 5) ab. Dabei ist  $K_d$  ein Maß für die Streufeldenergie. Hohe Anisotropie bedeutet eine große Wandenergie, was größere Domänen aber weniger Wand pro Flächeneinheit, favorisiert. Eine große Streufeldenergie begünstigt dahingegen das Ausbilden vieler kleiner Domänen. Der

eindomänige Zustand wird dabei für große  $Q_{aniso}$  bei geringen äußeren Feldstärken erreicht, weil das äußere Feld und die große Wandenergie in ihrem Bestreben die Magnetisierung in eine Richtung auszurichten sich ergänzen. Ist die Streufeldenergie groß, wird das System länger in einem mehrdomänigen Zustand bleiben.

### 1.3 Magnetisierungskurven

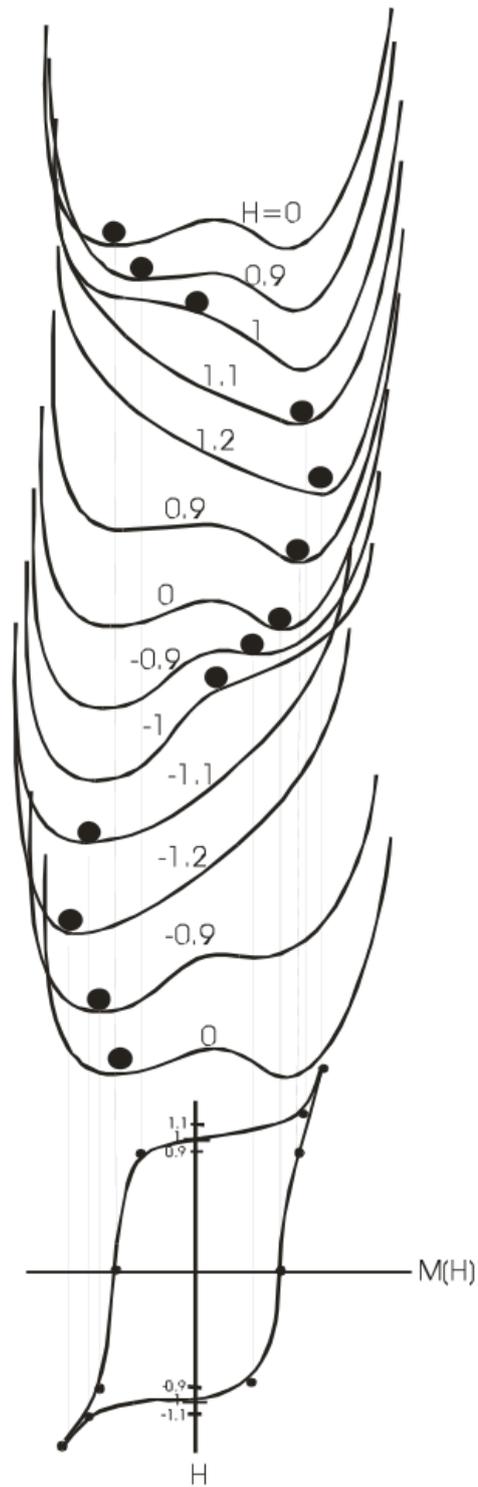
Magnetisierungskurven beschreiben das Verhalten des Systems bei Erhöhung der Zeeman-Energie. In einer phänomenologischen Theorie wird das Verhalten des Systems durch die Gesamtenergie in Abhängigkeit vom äußeren Feld und der Gesamtmagnetisierung beschrieben. Eine bestimmte Gesamtmagnetisierung kann natürlich auch durch eine Vielzahl mikroskopischer Konfigurationen verwirklicht werden. Es gibt also mehrere Pfade auf denen man sich bewegen kann.

Ein einzelner Pfad wird durch ein Potential (Gesamtenergie) beschrieben (vgl. Abb 6). Dieses Potential folgt z. B. der Formel:  $E = a \cdot H - b \cdot M^2 + c \cdot M^4$ . Das ergibt ein typisches "W" in der Abhängigkeit von der Gesamtmagnetisierung, während eine Erhöhung des äußeren Feldes eines der beiden Minima verschwinden lässt. Das System befindet sich in allen Punkten außer für  $H$  maximal oder minimal, in einem lokalen Minimum. Die Gesamtmagnetisierung ändert sich außer in diesen beiden Punkten beliebig langsam, bei beliebig langsamer Änderung des äußeren Feldes. In den Punkten in denen  $H$  maximal bzw. minimal wird, kann die Magnetisierung nicht durch das äußere Feld kontrolliert werden. Es tritt eine zeitliche Änderung der Magnetisierung auf, was zu Energieverlusten führt. Dadurch bildet sich eine Hysterese aus. An der Stelle an der das äußere Feld Null ist, befindet das System in dem einen oder dem anderen Minimum. Das System beschreibt einen Phasenübergang erster Ordnung.

Durch die Vielzahl an möglichen Pfaden kann ein System, nachdem es von einem Minimum in ein anderes gewechselt ist auf dem Rückweg einen anderen Pfad nehmen. Dort sieht es dann ein anderes Potential und dementsprechend ergibt sich ein anderes Verhalten von  $M(H)$ . Dieser Vorgang tritt unter anderem bei der Neumagnetisierung auf.

Ist das Verhalten stabil in einem Minimum der Gesamtenergie, so müssen einzelne Energien an der Stelle durchaus nicht minimal sein. Zum Beispiel steigt die Streufeldenergie der Domänenstruktur beim Ausbilden geladener Wände an. Dafür sinkt die Zeeman-Energie der einzelnen Domänen. Beult sich die 180°-Wand bei einem Eisenwhisker in der Mitte aus, so weicht der Winkel der 90°-Wand von der ungeladenen 45°-Stellung beim Anlegen eines äußeren Feldes ab. Die damit verbundenen Magnetisierungsvorgänge sind reversibel.

Typische irreversible Magnetisierungsvorgänge entstehen wenn z. B. eine bestimmte Größe einer Domäne unterschritten wird und sie dabei kollabiert. Eine weitere Möglichkeit ist das Hängenbleiben einer Domänenwand an einem Pinningzentrum. Hierbei überschreitet die Krümmung der Domänenwand einen bestimmten Wert und die Domänenkonfiguration formt sich spontan um. Einige dieser Beispiele sollen während des Versuchs studiert werden.



**Abbildung 6:** Gesamtenergieabhängigkeit der Gesamtmagnetisierung zu verschiedenen äußeren Feldern. Projektion der Position auf die Koordinaten Betrag der Gesamtmagnetisierung  $M$  und Betrag des äußeren Feldes  $H$  führt zur Hysterese.

Diese Verlusteffekte werden Hystereseverluste genannt und lassen sich mikroskopisch auf Verluste durch lokal begrenzte schnelle Ummagnetisierungen zurückführen. Im Fall eines Materials mit ausgebildeten Domänen sind diese Magnetisierungsänderungen Bewegungen der Domänenwand. Zwei Arten der Dämpfung dieser Bewegung sollen hier erwähnt werden: die intrinsische Dämpfung der Spinpräzession und die Dämpfung durch Wirbelströme.

Die Euler-Lagrange-Gleichung zur Minimierung der Gesamtenergie führt zu einem effektiven Feld, welches im Gleichgewicht Null ist. Im Ungleichgewicht übt dieses Feld auf den einzelnen Spin ein Drehmoment aus, was zu einer präzedierenden Kreisbewegung führt. Diese wird durch Spinstreuprozesse gedämpft. Diese Prozesse spielen sich mit Zeitkonstanten von  $10^{-11}$  s ab und sind die Ursache für die Verluste in Nichtleitern.  $180^\circ$ -Blochwände können sich mit einer konstanten Geschwindigkeit von bis zu 100 m/s (z. B. im Granatfilm) bewegen.

In allen magnetischen (leitenden) ferromagnetischen Materialien ist eine Magnetisierungsänderung mit der Induktion von Wirbelströmen verbunden. Diese klingen wegen der endlichen Leitfähigkeit des Materials ab und sorgen so für die Energiedissipation.

## 2 Messung der Magnetisierung mittels Magnetooptik

Alternativ zu den Ausführungen hier können Sie sich auch Kapitel 3 in [1] anschauen.

Transmission sowie Reflektion von Licht wird durch die dielektrischen Eigenschaften des Materials bei den entsprechenden optischen Frequenzen bestimmt. Transparente Materialien besitzen eine Dielektrizitätskonstante mit einem positiven Realteil und einem kleinen Imaginärteil. Metalle dagegen haben einen negativen Realteil und oft auch einen großen Imaginärteil. Dies führt dazu, dass Licht i. Allg. maximal 50 nm tief in ein Material eindringt und bei Proben dicker als 100 nm nur reflektiert wird. Ist das Material magnetisiert, so ist die Dielektrizitätskonstante kein Skalar mehr, sondern ein Tensor:

$$\underline{\underline{\epsilon}} = \epsilon \begin{bmatrix} 1 & iQM_3 & -iQM_2 \\ -iQM_3 & 1 & iQM_1 \\ iQM_2 & -iQM_1 & 1 \end{bmatrix} \quad (12)$$

mit der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  ohne Magnetisierung,  $Q$  als magnetooptischen Parameter und der Magnetisierung  $M$ .

Die räumliche Abhängigkeit des elektrischen Feldes des Lichtes sei in der Form  $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\vec{k}\vec{x}}$  mit  $\vec{k} = \omega/V \cdot \alpha = \omega/V \cdot (\alpha' + i\eta\alpha'')$  gegeben. Dabei ist  $V = c/\text{Re}(n)$  die reele Phasengeschwindigkeit im Medium und  $n$  ist der komplexe Brechungsindex.  $\alpha'$  ist der Vektor, der aus den Richtungskosinussen der Normalen der Ebenen gleicher Phasen gebildet wird und  $\alpha''$  der Vektor der aus den Richtungskosinussen der Normalen gleicher Amplituden gebildet wird.  $\eta$  ist die Abklingkonstante der Welle. Im folgenden ist  $m_1 = m_2 = 0$ .

Aus den Maxwell'schen Gleichungen ergibt sich:

$$\begin{aligned} \epsilon E_x - i\epsilon Q E_y &= n^2 E_x - \frac{c^2}{V^2} \alpha_1 (\alpha_1 E_x + \alpha_2 E_y + \alpha_3 E_z) \\ i\epsilon Q E_x + \epsilon E_y &= n^2 E_y - \frac{c^2}{V^2} \alpha_2 (\alpha_1 E_x + \alpha_2 E_y + \alpha_3 E_z) \\ \epsilon_0 E_z &= n^2 E_z - \frac{c^2}{V^2} \alpha_3 (\alpha_1 E_x + \alpha_2 E_y + \alpha_3 E_z). \end{aligned} \quad (13)$$

Hierbei ist

$$n^2 = \frac{c^2}{V^2} \sum_i \alpha_i^2 = \vec{k}^2 \frac{c^2}{\omega^2} \quad (14)$$

wobei  $\alpha_i$  die Komponenten des Vektors  $\alpha$  sind. Die linke Seite in Gl. (13) ist die dielektrische Verschiebung<sup>3</sup>  $\vec{D} = \underline{\underline{\epsilon}}\vec{E}$  des Lichtes; die rechte Seite entspricht

---

<sup>3</sup>alternativ: elektrische Flussdichte

$(\nabla\nabla - \nabla^2)\vec{E}$ . Die Richtung des Vektors, gebildet aus dem Imaginärteil des Wellenvektors, unterscheidet sich von der Richtung des aus dem Realteil gebildeten Vektors. Die allgemeine Lösung eines unendlich ausgedehnten Mediums besteht somit aus inhomogenen ebenen Wellen. Für eine beliebige Lösung  $\vec{E}$  zu vorgegebenen  $\alpha_i$  muss die Determinante der Matrix  $\epsilon_{ij} - \mathbb{1}n^2 + \alpha_i\alpha_j$ , wobei  $\mathbb{1}$  die Einheitsmatrix ist, verschwinden. Es ergibt sich eine quadratische Gleichung für  $n^2$ :

$$\begin{aligned} (\epsilon(\tilde{\alpha}_1^2 + \tilde{\alpha}_2^2) + \epsilon_0\tilde{\alpha}_3^2)n^4 - (\epsilon^2(1 - Q)(\tilde{\alpha}_1^2 + \tilde{\alpha}_2^2) + \epsilon\epsilon_0(1 + \tilde{\alpha}_3^2))n^2 + \\ + \epsilon_0\epsilon^2(1 - Q^2) = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

In diesem Ausdruck wurden die  $\alpha_i$  mit  $(\sum \alpha_i^2)^{1/2}$  normiert. Dabei gilt:

$$\begin{aligned} \sum \tilde{\alpha}_i^2 = 1 \\ \text{und } \tilde{\alpha}_i n \frac{\omega}{c} = k_i. \end{aligned} \quad (16)$$

Für homogene Wellen sind die Lösungen bekannt. Homogene Wellen lassen sich im Experiment durch eine bestimmte Ausbreitungsrichtung des Lichts realisieren. Eine homogene Welle erhält man, wenn man die  $\tilde{\alpha}_i$  ( $i = 1, 2$ ) Null setzt und  $\tilde{\alpha}_3 = 1$  ist. Dies entspricht in dem hier gewählten Koordinatensystem einer Ausbreitung parallel zu der Richtung der Magnetisierung. Man erhält unter diesen Bedingungen Lösungen der Form  $n_{\pm}^2 = \epsilon(1 \mp Q)$  und die elektrischen Felder  $E_x = \pm iE_y$ . Das Medium zeigt einen unterschiedlichen Brechungsindex für rechts- und linkszirkulare Wellen.

Man kann leicht zeigen, dass eine in  $x$ -Richtung linear polarisierte Welle, nachdem sie eine Strecke  $l$  durch ein Medium gelaufen ist, eine Drehung der Hauptachse der Schwingungsellipse um

$$\psi = \frac{\omega}{c} l \operatorname{Re}(G) \quad (17)$$

erfährt, wobei

$$\begin{aligned} \pm G &= n_0 - n_{\pm} \\ &= \sqrt{\epsilon} - \sqrt{\epsilon(1 \pm Q)} \\ &\approx \pm \sqrt{\epsilon} \frac{Q}{2} \\ &= \pm n_0 \frac{Q}{2} \end{aligned} \quad (18)$$

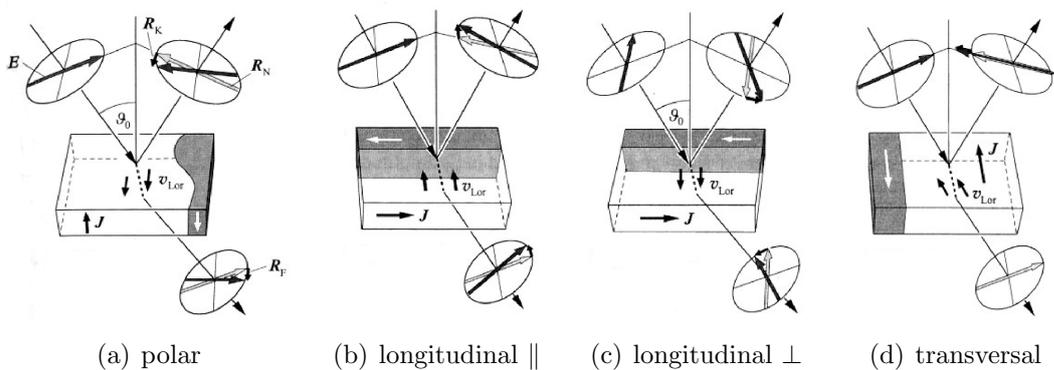
ist. Die Elliptizität, das Verhältnis der Hauptachsen zueinander, ergibt sich zu

$$\frac{B}{A} = -\tanh\left(\frac{\omega}{c} l \operatorname{Im}(G)\right). \quad (19)$$

Man kann bei Kenntnis der Brechungsindizes in einer bestimmten Ausbreitungsrichtung auch die Reflexions- und Brechungseigenschaften an einer Grenzfläche

berechnen. Die Reflexionseigenschaften sind für Kerreffekte bestimmend. Man unterscheidet dabei den polaren, longitudinalen und transversalen Effekt, je nach Orientierung der Magnetisierung zur Einfallrichtung des Lichts.

In einer heuristischen Betrachtungsweise können die resultierenden Effekte abgeschätzt werden. Auf Ladungsträger die durch das  $E$ -Feld der einfallenden Welle bewegt werden, wirkt eine Art Lorentzkraft, die durch die Magnetisierung vermittelt wird. Im Fall des polaren, sowie des longitudinalen Effektes bewirkt dies eine Rotation der Schwingungsebene bei  $s$ - und  $p$ -polarisiertem Licht (vgl. Abb. 7). Der transversale Effekt kann nur bei Licht mit  $p$ -Komponenten beobachtet werden, da nur dann eine zur Messung senkrechte Komponente der Bewegung der Ladungsträger vorhanden ist. Das Resultat ist hier keine Rotation der Schwingungsebenen, sondern eine Änderung des Reflexionswinkels.



**Abbildung 7:** (a) Polarer Kerreffekt, (b) und (c) longitudinaler Kerreffekt und (d) transversaler Kerreffekt.

Eine quantitative Beschreibung der Effekte basiert auf der Stetigkeitsbedingung der Tangentialkomponenten des elektrischen und magnetischen Feldes an Grenzflächen. Diese führt im Fall eines unmagnetischen Mediums zu den bekannten Fresnel'schen Formeln, welche die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten für  $p$ - und  $s$ -polarisiertes Licht in Abhängigkeit des Einfallswinkels bestimmen.

Mit Hilfe zusätzlicher Reflexionskoeffizienten lassen sich auch die Kerreffekte berechnen. Die  $\vec{E}$ -Vektoren der reflektierten Welle erhält man aus den  $\vec{E}$ -Vektoren der einfallenden Welle durch Multiplikation mit der Reflexionsmatrix:

$$\begin{bmatrix} R_s \\ R_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} \\ r_{21} & r_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_s \\ A_p \end{bmatrix}. \quad (20)$$

Mit  $R$  werden die  $\vec{E}$ -Vektoren der reflektierten Welle und mit  $A$  die der einfallenden Welle bezeichnet. Mit dem Index  $s$  werden die zur Einfallsebene senkrechten Komponenten ( $s$ -Polarisation) und mit dem Index  $p$  die zur Einfallsebene parallelen Komponenten ( $p$ -Polarisation) bezeichnet. Die Reflexionskoeffizienten  $r_{12}$  und  $r_{21}$  sind

bei Abwesenheit einer Magnetisierung Null.  $r_{11}$  und  $r_{22}$  entsprechen den bekannten Werten:

$$\begin{aligned} r_{11} &= \frac{\cos \phi - n_0 \cos \psi}{\cos \phi + n_0 \cos \psi} \\ r_{22} &= \frac{n_0 \cos \phi - \cos \psi}{n_0 \cos \phi + \cos \psi} \end{aligned} \quad (21)$$

mit dem Winkel  $\psi$  der gebrochenen Welle und  $\phi$  dem Einfallswinkel. Ist das Medium magnetisiert, so liefern die Reflexionskoeffizienten  $R_{12}$  und  $r_{21}$  zum polaren Kerreffekt den Beitrag

$$r_{21} = r_{12} = -\frac{i n_0 Q \tilde{\alpha}_3 \cos \phi \cos \psi}{(\cos \phi + n_0 \cos \psi) (n_0 \cos \phi + \cos \psi)}. \quad (22)$$

Die Herleitung von Gl. (21) gilt nicht für große  $k_x$ . Für den longitudinalen und den transversalen Kerreffekt lassen sich gleichermaßen die Reflexionskoeffizienten bestimmen. Alle drei Effekte zeigen eine unterschiedliche Winkelabhängigkeit. Während der polare Effekt sein Maximum bei senkrechter Einstrahlung besitzt, ist der longitudinale Effekt dort Null. Der Winkel bei dem der longitudinale Effekt maximal wird ist materialabhängig und beträgt bei Eisen etwa  $60^\circ$ .

Aus den Transformationsvorschriften, mit denen man den  $\vec{E}$ -Vektor einer elliptisch polarisierten Welle von einem raumfesten Koordinatensystem in das Hauptachsensystem transformiert, kann man die Elliptizität  $\zeta$  und den Winkel  $\alpha$  der die große Hauptachse mit der  $p$ -Richtung (in der Einfallsebene, senkrecht zum Wellenvektor des einfallenden Strahls) des raumfesten Koordinatensystems einschließt, bestimmen. Es ergibt sich für die reflektierte Welle:

$$\begin{aligned} \tan 2\phi &= \tan \left( 2 \arctan \frac{G}{F} \right) \cos (f - g) \\ &= \frac{2FG}{F^2 - G^2} \cos (f - g) \end{aligned} \quad (23)$$

mit

$$R_p = F e^{if} \quad \text{und} \quad R_s = G e^{ig}. \quad (24)$$

Dabei sind  $F$  und  $G$  die reellen Amplituden der elektromagnetischen Welle, während  $g$  und  $f$  die Phasenkonstanten sind. Die Elliptizität läßt sich durch

$$\begin{aligned} \sin (2 \arctan \zeta) &= \pm \sin \left( 2 \arctan \frac{G}{F} \right) \sin \delta \\ &= \pm \frac{2FG}{F^2 + G^2} \sin (f - g) \end{aligned} \quad (25)$$

bestimmen. Mit den Gleichungen (23) und (25) kann man zu einer beliebig polarisierten einfallenden Welle die Drehung der Hauptachsen und die Elliptizität der

reflektierten Welle bestimmen. Die Gleichungen (23) und (25) lassen sich vereinfachen, wenn das einfallende Licht  $s$ - oder  $p$ -polarisiert ist. Der magnetooptische Parameter  $Q$  und damit das Verhältnis  $r_{12}/r_{11}$  ist dann klein gegen Eins, was zu Folge hat, dass bei einer  $s$ - bzw.  $p$ -polarisierten einfallenden Welle die reflektierte Welle ebenfalls  $s$ - bzw.  $p$ -polarisiert ist. Damit kann man von einem kleinen Winkel  $\phi$  und einer kleinen Elliptizität  $\zeta$  ausgehen. Die trigonometrischen Funktionen in den Gleichungen (23) und (25) können so mit ihrem Argument gleichgesetzt werden.

Bei  $p$ -polarisiertem Licht erhält man für den Rotationswinkel der großen Hauptachse gegenüber der  $p$ -Richtung

$$\begin{aligned}
 \phi &= \frac{G}{F} \cos(f - g) \\
 &= \operatorname{Re} \left( \frac{R_s}{R_p} \right) \\
 &= \operatorname{Re} \left( \frac{r_{12}}{r_{22}} \right)
 \end{aligned} \tag{26}$$

und für die Elliptizität

$$\begin{aligned}
 \zeta &= \pm \frac{G}{F} \sin(f - g) \\
 &= \pm \operatorname{Im} \left( \frac{R_s}{R_p} \right) \\
 &= \pm \operatorname{Im} \left( \frac{r_{12}}{r_{22}} \right).
 \end{aligned} \tag{27}$$

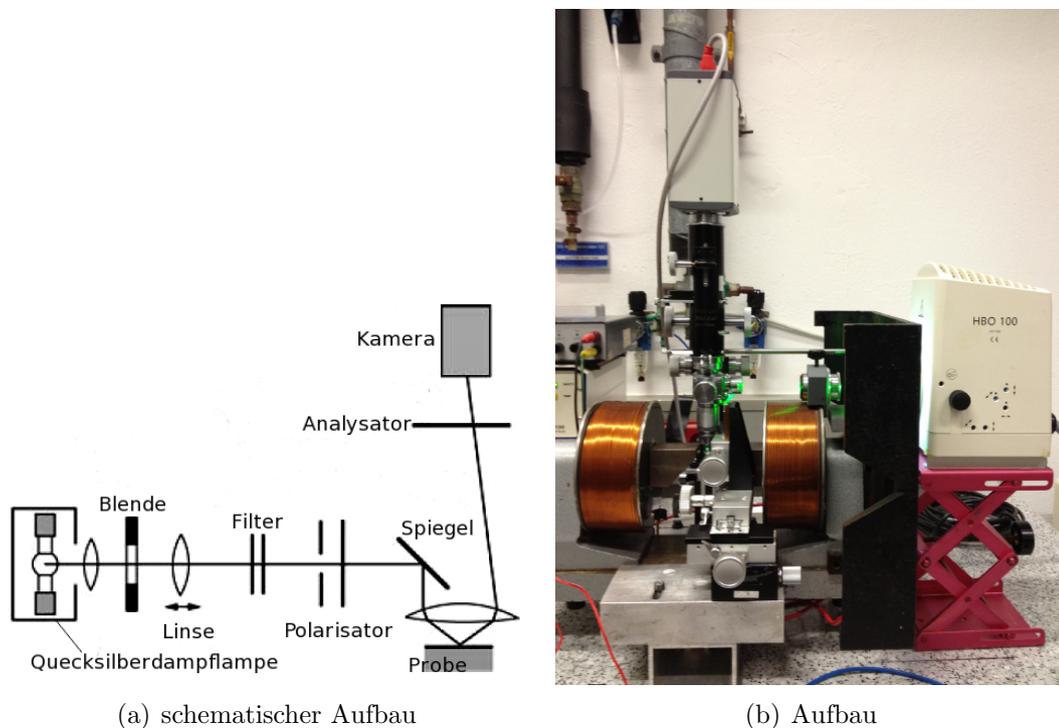
Die Phasenverschiebung zwischen links- und rechtszirkularem Licht führt bei der Einstrahlung von linear polarisiertem Licht hauptsächlich zu einer Drehung der Polarisationssebene im reflektierten sowie transmittierten Licht. Die Drehung der Polarisationssebene kann mit Hilfen eines Analysators gemessen werden. Bei der Kerr- oder Faradaymikroskopie wird der Analysator so orientiert, dass das Licht der einen Domäne stärker gesperrt wird als das Licht der entgegengesetzt magnetisierten Domäne, die das Licht in die entgegengesetzte Richtung dreht.

### 3 Versuchsaufbau

Im folgenden soll der Versuchsaufbau vorgestellt werden und erläutert, welche Aspekte bei der Aufnahme der magnetischen Domänen beachtet werden müssen. Abschließend werden die zu untersuchenden Proben vorgestellt.

#### 3.1 Versuchsaufbau

In Abb. 8 ist sowohl der schematische, als auch der tatsächlich realisierte Versuchsaufbau dargestellt. Das Licht wird polarisiert und dann auf die Probe geleitet. Die unterschiedliche Magnetisierung der Domänen führt zu einer Drehung der Magnetisierung. Diese kann mit Hilfe eines Analysators sichtbar gemacht werden. Mit dem Versuchsauf in Abb. 8 können magnetische Domänen mit dem Kerreffekt untersucht werden. Der Aufbau für Untersuchungen vermittels des Faradayeffektes ist leicht abweichend.

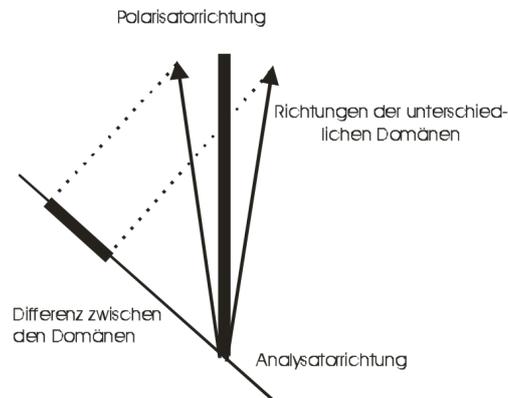


**Abbildung 8:** (a) Schematischer und (b) tatsächlicher Aufbau zur Messung magnetischer Domänen unter Verwendung des Kerreffekts.

#### 3.2 Aufnahme der magnetischen Domänen

Wie in Abb. 9 zu erkennen ist, erhält man die größte Intensitätsdifferenz zwischen entgegengesetzt magnetisierten Domänen bei einer  $45^\circ$  offenen Stellung des

Analysators. In dieser Stellung wird aber eine große Lichtintensität durchgelassen, was dazu führt, dass die Modulation der Intensität durch die Magentisierung durch eine immer vorhandene Modulation der Intensität durch Oberflächenunebenheiten überdeckt wird.



**Abbildung 9:** Projektionen der  $\vec{E}$ -Vektoren des Lichts, das von den einzelnen Domänen reflektiert wird, auf die Richtung des Analysators.

Dies kann nur durch ein spezielles analoges Differenzbildverfahren (Differenzbild auf dem CCD-Chip) kompensiert werden. Bei der Verwendung der gewöhnlichen CCD-Kamera, muss ein Kompromiss zwischen großer Kerramplitude und Unterdrückung des Untergrundes gewählt werden, was zu einer Analysatorstellung von wenigen Grad führt.

Möchte man beim Abbilden von Domänen nicht nur einen möglichst großen Unterschied in der Helligkeit sondern insbesondere auch eine scharfe Grenze zwischen den Domänen. Während man bei den zuvor hergeleiteten Kerreffekten von reflektierten Wellen (reguläre Reflexion) ausgeht, ist es zum Abbilden notwendig, höhere Beugungsordnungen mitzunehmen. Man wird daher in der Praxis immer einen Kompromiss zwischen Erhöhung des Kontrastes (Beschränkung auf die nullte Beugungsordnung) und Auflösung (Erfassung möglichst vieler Beugungsordnungen) eingehen müssen.

Gerade bei Messungen in Reflexion ist eine Anordnung mit nahezu geschlossener Analysatorstellung schlechter geeignet für quantitative Messungen. Oberflächeneffekte führen zu einer Elliptisierung des Lichts, wodurch die Drehung der Hauptachsen nicht einfach durch die Projektion der Schwingungsebene auf eine Achse (Durchlassrichtung des Analysators) bestimmt werden kann. Das reflektierte Licht wird durch einen Strahlteiler geschickt, der die Schwingungsebene des Lichts auf zwei zueinander senkrechte Achsen projiziert. Die Intensität beider Strahlen wird gemessen. Passiert der reflektierte Strahl zuvor ein  $\lambda/4$ -Plättchen, so kann durch drehen der Kristallachsen erreicht werden, dass die Intensität der beiden Strahlen, die den Strahlteiler verlassen, gleich groß wird. Diese Strahlen treffen auf zwei Photodioden. Wird nur die

Differenz der beiden Photoströme verstärkt, so ist das System unanfällig gegenüber Intensitätsschwankungen und damit elektronisch stabiler und das Differenzsignal ist linear zur Drehung der Hauptachsen.

Diese Methode wird in einem MOKE-Magnetometer angewandt. Dort wird ein mehrere Quadratmillimeter großes Areal ausgeleuchtet. In diesem Areal befinden sich Domänen unterschiedlicher Orientierung. Die Drehung der Polarisationssebene erfolgt somit in die eine oder andere Richtung in Abhängigkeit der mittleren Magnetisierung des ausgeleuchteten Gebiets. Dabei ist es wichtig, dass das ausgeleuchtete Gebiet groß genug ist. Ebenfalls mit dieser Methode nur der Oberflächenmagnetismus zugänglich. In drei-dimensionalen Körpern kann im Allgemeinen daraus nicht auf die Gesamtmagnetisierung geschlossen werden. Die Methode ist insbesondere für dünne magnetische Schichten mit kleinen Domänenstrukturen geeignet.

### 3.3 Zu untersuchende Proben

Während des Versuchs werden verschiedene Proben untersucht. Allen gemein ist, dass sie deutliche magnetische Domänen ausbilden. Sie unterscheiden sich aber in Größe und Struktur. Weiterhin finden sowohl der Kerr- als auch der Faradyeffekt Anwendung zur Untersuchung der magnetischen Domänen.

#### Eisenwhisker

Mit Whisker bezeichnet man Einkristalle, bei denen ein großer Unterschied zwischen der Abmessung in einer Raumrichtung gegenüber den Abmessungen in den beiden anderen Richtungen besteht. Dabei kann die Richtung der größten Ausdehnung senkrecht zu unterschiedlichen Kristallebenen stehen ( $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 111 \rangle$ , ...).

Die hier verwendeten Whisker sind in  $\langle 100 \rangle$  orientiert. Parallele Oberflächenanisotropie zeigen in eine Richtung und führen dazu, dass sich die sog. Landaustruktur bildet (vgl. Abb. 2). Es gibt eine Besonderheit der Blochwand bei kubischer Anisotropie, da die bevorzugten Achsen der Magnetisierung in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung liegen. Dies bedeutet, dass die um  $90^\circ$  verdrehte Lage der Magnetisierung in der Mitte der Wand bevorzugt ist. Dies wirkt sich so aus, dass die Wandbreite wächst, da in der Mitte der Wand durch ein ausgedehntes Gebiet gleichgestellter Magnetisierung die Austauschwechselwirkungsenergie minimiert wird, ohne dass die Anisotropieenergie erhöht wird.

#### Granatfilm

Granate sind nichtleitende und optisch transparente ferromagnetische Materialien. Der Anteil der Streufeldenergie ist relativ groß. Es bilden sich Domänen mit charakteristischen Größen aus: Streifen- und Meanderdomänen mit bestimmten Streifenbreiten und Bubbledomänen mit bestimmten Durchmessern. Die Magnetisierungskurven hängen vom Präparationszustand ab.

## Co-Pt-Multilayer

In einem Multilayerfilm dominiert die Oberflächen- bzw. die Grenzflächenanisotropieenergie. Die in diesem Fall senkrechte Oberflächenanisotropie führt zu Domänen die sich durch alle Schichten ziehen und deren Magnetisierung senkrecht zu den Grenzflächen von Platin- und Kobaltschichten steht. Das Streufeld spielt in der Energiebilanz eine untergeordnete Rolle, da die Einzelschichten dünn sind und so das Verhältnis von der vom Volumen abhängigen Streufeldenergie zu oberflächenbestimmten Energieformen gering ist ( $E_F/E_S < 1$ ).

Ein solcher Film favorisiert Domänenstrukturen mit großen ausgedehnten Bereichen, also wenige Domänenwände. Trotzdem lassen sich kleine stabile Domänenstrukturen erzeugen. Der Grund dafür ist, dass die Domänenwände an geringsten Unregelmäßigkeiten der Schichtdicken der Einzelschichten "gepinnt" sind. Diese verstreuten Pinningzentren erzeugen eine sehr bergige Energielandschaft mit vielen lokalen Minima. Ein Pinningzentrum ist eine stark lokalisierte Stelle im Material mit einer großen Anisotropie. Dies führt dazu, dass dort die Richtung der Magnetisierung festgehalten wird und sich die umgebene Magnetisierung danach ausrichtet. Das Wandern einer Wand ist mit Magnetisierungswechsel verbunden und wird somit durch Pinningzentren gehemmt. Diese Minima können recht tief sein, so dass man hohe Felder anlegen muss um das System aus dem Minimum bewegen zu können. Der Film kann Domänen mit relativ beliebiger lateraler Ausdehnung ausbilden. Die Hystere spiegelt die Energielandschaft wieder. Die Hysterese ist groß, was auf den vielen Energieverlusten auf den vielen Phasenübergängen beruht und sie besitzt eine große Koerzitivfeldstärke.

## Transformatorstahl

Die Bleche aus Transformatorstahl bestehen aus FeSi und sind polykristallin (vergleiche Kapitel 4.1.2 und 4.1.3 in [1]). Die industriellen Elektrobleche sind mit einer Schutzschicht versehen und müssen zur Untersuchung im Kerr-Mikroskop passend bearbeitet werden. Um die gewünschte optische Qualität der Proben zu erreichen wird eine Schleif- und Poliermaschine verwendet. Im Anschluss an den Polierschritt folgt eine Reinigung der Probe mit Aceton im Ultraschallbad. Dieser Schritt wird mit Isopropanol wiederholt und die Probe anschließend mit wenig Isopropanol gespült und mit Druckluft abgeblasen. Danach ist die Oberfläche für den Schichtauftrag mit Zinksulfid ausreichend präpariert.

Um die  $\lambda/4$ -Schichten zu erzeugen wurde das dielektrische Zinksulfid (ZnS) per Ionenstrahlzerstäubung (Sputtern) auf die Proben aufgebracht. Da es sich um ein Dielektrikum handelt, muss das RF-Sputtern verwendet werden, welches auf einem Wechselstrom basiert.

## 4 Kontrollfragen

Die Fragen dienen der Kontrolle des Verständnisses des vorbereitenden Textes und sollten möglichst beantwortet werden. In wie weit die Antworten in das Protokoll einfließen, bleibt Ihnen überlassen.

1. Wie verändert sich die Wandbreite, wenn eine der beiden Größen  $A$  oder  $K$  in Gl. (11) erhöht? Entspricht dieses Verhalten der Vorstellung? Wie groß ist die Wandenergie?
2. In dünnen Filmen ist die Néelwand oft energetisch günstiger. Warum? Berücksichtigen Sie dass der Anteil der Oberflächenanisotropieenergie (vgl. Gl. (6)) größer wird. Wie muss die bevorzugte Magnetisierungsrichtung liegen, senkrecht oder parallel zur Oberfläche?
3. Welcher energetische Vorteil entsteht durch die Änderung der Drehrichtung der Magnetisierung in der Blochwand und der Trennung dieser Bereiche durch eine Néelwand (vgl. Kapitel 1.2)?
4. Man leite sich den Ausdruck für die magnetische Ladung der Wand bei einer Fehlstellung um einen bestimmten Winkel her in Einheiten der Sättigungsmagnetisierung  $J_S$ .
5. Ein Whisker besitzt i. Allg. einen rechteckigen Querschnitt. Auf welcher der beiden Seiten, der längeren oder der kürzeren, befinden sich die Domänen?
6. Wie muss der Versuchsaufbau für Messungen mit dem Faradayeffekt abgewandelt werden?
7. Was passiert, wenn das ausgeleuchtete Gebiet im MOKE-Magnetometer zu klein ist?

## 5 Versuchsdurchführung

Überlassen Sie den Einbau der Proben sowie die Vorjustage der Lichtquelle und der Spulen dem Betreuer. Justieren Sie dann die Lichtquelle mit Blende und Polarisator sowie den Analysator so, dass ein optimaler Kontrast entsteht.

1. Messen Sie die Hysterese des Magneten.

### 2. Eisenwhisker

- 2.1. Optimieren Sie den Kontrast durch Wahl der Polarisator- und Analysatorstellung, des Einstrahlwinkel und der Konvergenz des einfallenden Lichts. Fahren Sie mit Hilfe des Programms eine Hystereseschleife durch und bestimmen sie die jeweiligen Werte der Magnetisierung. Nehmen Sie zusätzlich die dazugehörige Sequenz von Domänenabbildungen auf.

Welche Domänenwand verändert sich vorwiegend in welchem Bereich der Hysterese? Bestimmen Sie die charakteristischen Punkte der Hysterese (remanente Magnetisierung  $M_r$ , Koerzitivfeldstärke  $H_C$  und Sättigungsmagnetisierung  $M_S$ ). Ermitteln Sie an diesen drei Punkten die Permeabilität  $\mu$

$$\mu = \frac{B}{H} \quad (28)$$

als Verhältnis der magnetischen Flussdichte  $B$  zur magnetischen Feldstärke  $H$ . Mittels der Permeabilität kann dann die Permeabilitätszahl  $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$  mit der magnetischen Feldkonstante  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ NA}^{-2}$  und die magnetische Suszeptibilität  $\mu_r = 1 + \chi$  bestimmt werden. Charakterisieren Sie die Probe unter Zuhilfenahme der berechneten Größen. Vergleichen Sie die berechneten Werte mit der Literatur.

- 2.2. Wiederholen Sie die Messung für die Domänenkonfiguration, die bei der Magnetisierung eines Whiskers senkrecht zur Längsrichtung entstehen. Bestimmen Sie auch hier die charakteristischen Hysterese Punkte und die Permeabilität, sowie die Suszeptibilität.
- 2.3. Wiederholen Sie die Messung für einen Whisker mit Defekt. Vergleichen Sie auch hier die aufgenommene Domänenkonfiguration mit den Hysterese Kurven. Bestimmen Sie auch hier die charakteristischen Hysterese Punkte und die Permeabilität, sowie die Suszeptibilität.

### 3. Co-Pt-Multilayer-Film

- 3.1. Entmagnetisieren Sie den Co-Pt-Multilayer-Film.
- 3.2. Nehmen Sie die Hysterese Kurve sowie die dazugehörige Domänenstruktur auf. Wie unterscheiden sich die Domänenstruktur im remanenten und im entmagnetisierten Zustand und warum? Was passiert beim Entmagnetisieren? Bestimmen Sie die charakteristischen Punkte der Hysterese und

ermitteln Sie die Permeabilität und die magnetische Suszeptibilität an diesen Punkten.

#### 4. **Transformatorenstahl**

- 4.1. Nehmen Sie die Hysteresekurve sowie die dazugehörige Domänenstruktur auf. Bestimmen Sie die charakteristischen Punkte der Hysterese und an diesen Stellen die Permeabilität und die Suszeptibilität.
- 4.2. Erläutern Sie die Ursachen für die gleichzeitige Ausbildung unterschiedlicher Domänenstrukturen.

#### 5. **Granatfilm**

- 5.1. Präparieren Sie Streifendomänen im Granatfilm. Nehmen Sie eine Hysterekurve auf. Vergleichen Sie die Domänenstruktur mit der Hysterese. Welcher irreversible Vorgang passiert? Wie groß ist die Anzahl der Streifen in dem Bildausschnitt? Bestimmen Sie die charakteristischen Punkte der Hysterese und an diesen Stellen die Permeabilität und die Suszeptibilität.
- 5.2. Verfahren Sie ebenso mit der Bubblestruktur. Sie nehmen hier nur eine halbe Hysteresekurve auf. Welcher irreversible Vorgang passiert hier?

Führen Sie alle Messungen so durch, dass Sie später in der Auswertung eine ausführliche Diskussion der Unsicherheiten durchführen können. Es wird erwartet, dass Sie das entsprechende zusätzliche Vorgehen selbstständig vornehmen ohne dass der Betreuer Sie extra darauf hinweist. Bei Fragen zum Vorgehen hilft Ihnen der Betreuer dennoch weiter.