

Magnetische Anisotropien ultradünner Kobaltfilme auf Kupfer (1 1 13)

Diplomarbeit
Institut für Angewandte Physik
Universität Hamburg

von
Nikolai Mikuszeit

März 2001

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Anisotropie I	4
2.1	Kristalline Anisotropie	4
2.2	Spannungs- und Grenzflächenanisotropie	5
2.3	Formanisotropie	5
2.4	Mathematische Beschreibung der Anisotropien	6
2.5	Konsequenzen der magnetischen Anisotropie	7
3	Kristallographie und Symmetrie	9
4	Anisotropie II	12
5	Magnetooptik	17
5.1	Grundlagen	17
5.2	Aufbau des Experiments	21
6	Kristallpräparation	23
7	Ergebnisse/Diskussion	25
7.1	Dickenkalibrierung	25
7.2	Dickenabhängige Eigenschaften des Films	27
7.2.1	Die Koerzitivfeldstärke in leichter Richtung	27
7.2.2	Die Signalsättigung	29
7.2.3	Die Anisotropiekoeffizienten in der Ebene	34
7.2.4	Die Anisotropiekoeffizienten senkrecht zur Oberfläche	41
7.2.5	Der Parameter r	43
8	Zusammenfassung und Ausblick	47
9	Danksagung	48
	Literatur	49

1 Einleitung

In den letzten Jahrzehnten zeichnet sich ab, daß Magnetismus in der modernen Technologie eine große Rolle spielt. Auf Massenspeichern, wie jeder handelsüblichen Festplatte, werden die Daten magnetisch abgespeichert. In der Sensorik gewinnen magnetische Eigenschaften zunehmend an Bedeutung und die ersten Prototypen “flüchtiger” (MRAM¹) Speicher, die den herkömmlichen, auf Halbleiter basierenden, Speicher (RAM) ablösen sollen, sind bereits gebaut, z.B. von [IBM]. Spin-Transistoren [Kum] vereinen Halbleitertechnologie mit Ferromagnetismus.

In allen aufgezählten Gebieten wird stets eine Miniaturisierung der Bauelemente angestrebt. Die neuen Technologien verlangen, den Magnetismus gezielt beeinflussen zu können; die Miniaturisierung erfordert, das Verhalten magnetischer Systeme in kleinen Ausdehnungen bzw. reduzierten Dimensionen zu kennen. All diese Ziele benötigen ein physikalisches Verständnis der zugrundeliegenden Mechanismen. Um dieses Verständnis zu erlangen, ist die Grundlagenforschung unverzichtbar.

Ein wesentlicher Bestandteil hier ist die Kontrolle und Kenntnis über magnetische Anisotropien. Durch die Reduktion der Dimensionen zeigen sich Phänomene, wie z.B. der Einfluß der Oberfläche, die in Festkörpern nicht zu beobachten sind. Durch geeignete Substratwahl können die Struktur magnetischer, ultradünner Filme und somit ihre magnetischen Eigenschaften beeinflusst werden [Oep92]. Nicht nur das Material selbst sondern auch seine Strukturierung spielt eine Rolle [Chen].

In der vorliegenden Arbeit werden die Anisotropieeigenschaften ultradünner Kobaltfilme auf einem Kupfer-Einkristall mit (1 1 13)-Orientierung untersucht. Der Zusammenhang zwischen Anisotropie und Morphologie wird behandelt. Als Untersuchungsmethode dient der magnetooptische Kerr-Effekt. Dieser erlaubt Messungen zur Orientierung der Magnetisierung mit hoher Winkelauflösung unter dem Einfluß äußerer Felder. Aufgrund des optischen Aufbaus an Luft ermöglicht er Messungen im Ultrahochvakuum in situ. Der variable Aufbau ermöglicht Messungen in verschiedenen Geometrien, was im später von Bedeutung sein wird.

Das folgende Kapitel behandelt einige allgemeine, theoretische Grundlagen der magnetischen Anisotropie. Nachdem in Kapitel 3 auf die Eigenschaften

¹Magnetic Random Access Memory

des Substratkristalls eingegangen wird, vertieft Kapitel 4 die Überlegungen zur magnetischen Anisotropie in einem speziellen Fall, der für Kobalt auf Cu(1 1 13) Gültigkeit hat. Die wichtigen Konzepte der Magnetooptik werden in Kapitel 5.1 behandelt. Kapitel 6 erläutert grob die zur Messung notwendigen Vorbereitungen, wie die Kristallpräparation. Die Ergebnisse und ihre Diskussion befinden sich in Kapitel 7. Eine Zusammenfassung sowie einen Ausblick auf weiterführende Experimente wird in Kapitel 8 gegeben.

2 Anisotropie I

Die magnetischen Eigenschaften eines Festkörpers sind durch unterschiedliche Parameter bestimmt. Mit Hilfe des Stoner-Kriteriums [Chik] kann über die Kopplungskonstante J der Austauschwechselwirkung [Nolt86] sowie der elektronischen Zustandsdichte am Fermi-Niveau bestimmt werden, ob Bandmagnetismus auftritt. Der Energiebeitrag, der zur Ausrichtung der Elektronen-Spins führt, kann im Heisenberg-Modell [Ahar] beschrieben werden durch

$$H = - \sum_{i,j} J \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (1)$$

Für $J > 0$ werden parallel gestellte Spins an den Orten i und j begünstigt. Ihre absolute räumliche Orientierung geht nicht in die Formel ein, d.h. in diesem Modell ist die Ausrichtung der Magnetisierung willkürlich. Experimentell ist jedoch eine Richtungsabhängigkeit der Magnetisierung zu beobachten, welche als magnetische Anisotropie bezeichnet wird. Die verschiedenen Ursachen für magnetische Anisotropien werden im Folgenden diskutiert.

2.1 Kristalline Anisotropie

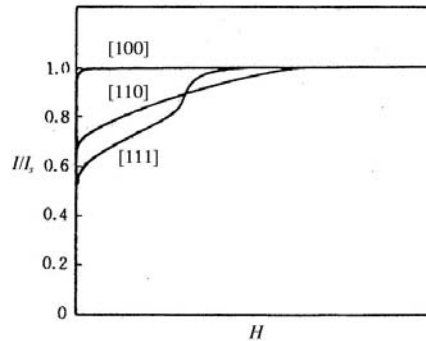


Abbildung 1: Magnetisierungskurven für einen kubischen Einkristall (Eisen) [Chik].

Allgemein ist jede Anisotropie die Folge einer Symmetriebrechung. So bricht die elektronische Struktur die Raumsymmetrie, was über die Spin-Bahn-

Wechselwirkung zur kristallinen Anisotropie führt. Magnetische Festkörper², wie zum Beispiel Eisen, lassen sich in verschiedene kristallographische Richtungen unterschiedlich leicht aufmagnetisieren (Abb.1). Die freie Energiedichte f des Körpers ist abhängig von der Orientierung der Magnetisierung.

2.2 Spannungs- und Grenzflächenanisotropie

Phänomenologisch werden Anisotropien auf verschiedene Ursachen zurückgeführt. Die kristalline Anisotropie ist, wie oben bereits angesprochen, verknüpft mit kristallinen Struktur des Festkörpers. Mechanische Kräfte können diese Ordnung weiter reduzieren. Die Folge ist die sog. Spannungsanisotropie [Knell], welche im Fall ultradünner, magnetischer Schichten eine Rolle spielen kann. Wächst eine magnetische Schicht pseudomorph auf einem Substrat, so kommt es in Folge einer Gitterfehlpassung zu lateralen Verspannungen. Das Ergebnis ist analog zu einer mechanischen Verzerrung. An Grenz- bzw. Oberflächen findet man ebenfalls derartige Verzerrungen. Liganden eines anderen Elements oder fehlende Bindungspartner führen zu weiteren Verspannungen. Sie haben damit Einfluß auf das magnetische Verhalten und werden historisch als Grenz- und Oberflächenanisotropie getrennt behandelt.

2.3 Formanisotropie

Die Form eines magnetischen Körpers spielt ebenfalls eine Rolle. Sind alle Elektronen-Spins parallel ausgerichtet, dann entstehen an der Oberfläche eines endlich ausgedehnten Objekts magnetische Ladungen und damit ein energetisch ungünstiges Streufeld.

Die Magnetisierungsrichtung, in der die Anzahl der Oberflächenladungen minimal ist, wird daher bevorzugt. Es ergibt sich die Formanisotropie, die für endliche Körper nur bei einer Kugel Null ist. In der allgemeinsten Beschreibung ist die Formanisotropie ein ortsabhängiger Tensor zweiter Stufe. Für quasi unendlich ausgedehnte ultradünne Filme hat dieser Diagonalgestalt mit nur einem von Null verschiedenen Eintrag. Dieser betrifft nur die z -Komponente der Magnetisierung. Daraus resultiert die unten angegebene Darstellung der Formanisotropie.

²Gemeint sind hier perfekte Einkristalle.

2.4 Mathematische Beschreibung der Anisotropien

Die vollständige Winkelabhängigkeit der Anisotropieenergien ist im Allgemeinen nicht bekannt. Aus diesem Grund werden Energien nach Winkel-funktionen entwickelt. Die Anzahl der zu berücksichtigenden Ordnungen der Entwicklung nimmt mit der Präzision einer Messung zu. Oft lassen sich die Koeffizienten nur bis zur zweiten Ordnung bestimmen. In kubischen Kristallen, wie z.B. Eisen, ist eine mögliche Entwicklung für die kristalline Anisotropie

$$f = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots \quad (2)$$

dabei sind die α_i die Winkelkosinusse zu den entsprechenden Hauptachsen des Kristalls [Ash] und die $K_i (i = 1, \dots, n)$ die Entwicklungskoeffizienten. Die Entwicklungen sind jedoch nicht eindeutig, was bei dem Vergleich von Entwicklungskoeffizienten aus verschiedenen Quellen Verwirrung stiften kann. Wie bei der phänomenologischen Einführung der Anisotropien werden die Terme auch in der mathematischen Beschreibung voneinander getrennt behandelt. Der oben angeführten Entwicklung (Gl. 2) könnte sich der Beitrag einer Grenzfläche, also eine einzählige Symmetrie, überlagern

$$f = K_{u1} \sin^2 \theta + K_{u2} \sin^4 \theta + \dots \quad (3)$$

Dabei ist θ der Winkel zur Flächennormalen. Diese Anisotropie kann aus der Relaxation von Oberflächenatomen resultieren und ist somit wieder auf eine mechanischen Spannung zurückzuführen.

Im Fall ultradünner Schichten, deren laterale Ausdehnung wesentlich größer als die Dicke ist, entspricht die Formanisotropie i.A. einer eben beschriebenen uniaxialen Anisotropie mit

$$f_{\text{Form}} = -\frac{\mu_0}{2} M_S^2 \sin^2 \theta \quad (4)$$

und kann problemlos mit anderen uniaxialen Anisotropien zusammengefaßt werden, dabei ist M_S die Sättigungsmagnetisierung, μ_0 die Vakuumpermeabilität. Die Formanisotropie begünstigt somit eine Orientierung der Magnetisierung in der Ebene.

Die Entwicklungskoeffizienten sind i.A. dickenabhängig. Man wählt die Darstellung:

$$K_i(d) \cdot d = K_{i,V} \cdot d + K_{i,S}. \quad (5)$$

Als Beschreibung erster Ordnung in der Dicke gibt dieser Ansatz das magnetische Verhalten in weiten Dickenbereichen wieder. Dem ersten Koeffizienten

in Gl. 5 ordnet man Volumen-, dem zweiten Oberflächencharakter zu. Die Ursachen für Volumen- bzw. Oberflächencharakter können für verschiedene Dickenbereiche unterschiedlich sein [John]. Auftragungen der Entwicklungskoeffizienten nach Gl. 5 können Aufschluß über Zusammenhänge zwischen der Morphologie der magnetischen Schicht und der Anisotropie geben.

2.5 Konsequenzen der magnetischen Anisotropie

Um das magnetische Verhalten unter dem Einfluß der magnetischen Anisotropie zu erfassen, bietet sich im einfachsten Fall eine Symmetrieachse in einem zweidimensionalen System an. In diesem Modell existieren für zwei antiparallele Orientierungen der Magnetisierung zwei äquivalente Energie-minima. Die energetisch ungünstigen Richtungen stehen senkrecht dazu. Im thermodynamischen Gleichgewicht sind alle magnetischen Momente parallel ausgerichtet (wegen Gl.1) und es liegt ein eindomäniger Zustand vor. Die Magnetisierung ist in diesem Fall so orientiert, daß die freie Energie des Systems ein Minimum annimmt. Der Betrag des Magnetisierungsvektors \vec{M} entspricht der Sättigungsmagnetisierung M_S . Ein von Außen angelegtes Feld führt zu einem unidirektionalen Zusatzterm, der Zeeman-Energie³.

$$f_Z = -\mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}. \quad (6)$$

Ist das äußere Feld antiparallel zur Magnetisierung angelegt, so verbleibt diese bis zu einem kritischen Feld H_c , der Koerzitivfeldstärke, in der ursprünglichen Ausrichtung. In diesem Feld ändert sie ihre Orientierung sprunghaft und richtet sich parallel zum Feld aus. Die Projektion der Magnetisierung auf die Symmetrieachse umläuft in Abhängigkeit eines von außen angelegten Feldes ein Rechteck; sie weist eine rechteckige Hysterese auf. Die Remanenz, also die Restmagnetisierung nach Abschalten des Feldes, ist vom Betrag gleich der Sättigungsmagnetisierung. Beobachtet man ein derartiges Verhalten, so spricht man von einer magnetisch leichten Richtung (Abb.2).

³i.A. sind Energiedichten gemeint, es ist jedoch üblich von (Anisotropie-) Energien zu sprechen. Dieses wird im vorliegenden Text konsequent weitergeführt.

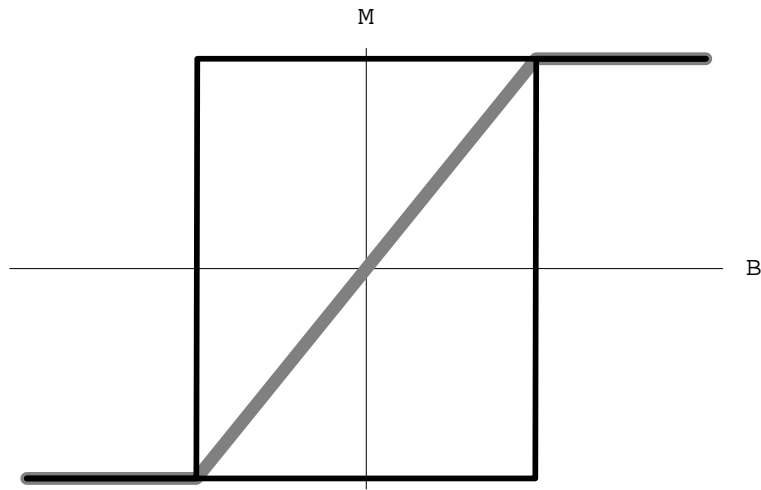


Abbildung 2: Hysteresekurven der schweren und leichten Richtung, schematisch.

Legt man im Falle einer uniaxialen Anisotropie das Feld senkrecht zu der leichten Richtung an, so orientiert sich die Magnetisierung derart, daß das Minimum aus der Überlagerung von Anisotropie- und Zeeman-Energie eingenommen wird. Die Projektion der Magnetisierung auf die Feldrichtung nimmt linear mit der Feldstärke zu, bis die Sättigung erreicht ist. Dieses geschieht bei dem kritischen Feld H_S , dem Sättigungsfeld. Richtungen mit einer solchen linearen Abhängigkeit vom Feld und einer Remanenz von Null werden magnetisch schwere Richtungen genannt⁴.

Unter der Annahme, daß die Magnetisierung bei einem Feld in leichter Richtung, solange im lokalen Energieminimum verharrt, bis dieses durch das Zusatzfeld verschwindet, sind die Felder H_C und H_S identisch und hängen linear von der uniaxialen Anisotropie ab

$$H_{S,C} = \frac{2K_u}{\mu_0 M_S}. \quad (7)$$

⁴Wie später zu sehen sein wird kann das Verhalten einer "realen schweren Richtung" von diesem Idealfall durchaus abweichen.

3 Kristallographie und Symmetrie

Kupfer ist ein Metall mit einer kubisch flächenzentrierten (fcc) Kristallstruktur. Die konventionelle Einheitszelle ist ein Würfel mit der Kantenlänge 3.61\AA [Ash]. Die Symmetrien dieser Struktur lassen sich gut an der Wiegner-Seitz-Zelle (Abb. 3) erkennen. Die $\langle 100 \rangle$ Oberflächen haben eine vierzählige Symmetrie, in den $\{111\}$ -Richtungen ergeben sich drei- bzw. sechszählige Achsen. In Abb. 3 ist zusätzlich eine mögliche Darstellung der konventionellen Zelle eingezeichnet. Diese macht deutlich, daß die Atome der $\langle 100 \rangle$ Oberflächen ein Quadratgitter bilden, welches um 45° gegen die Hauptachsen der konventionellen Zelle verdreht ist.

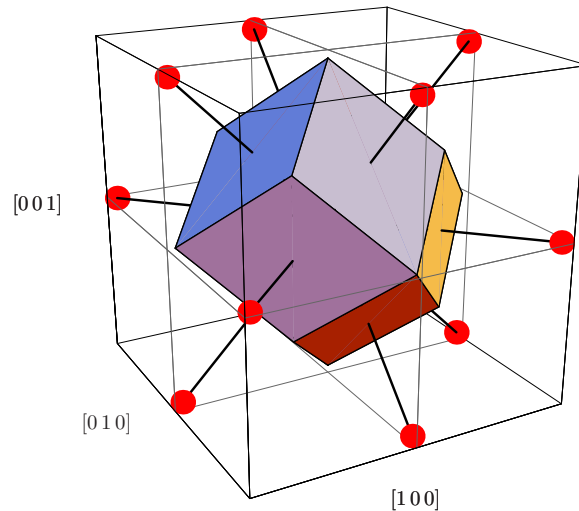


Abbildung 3: Konventionelle und Wiegner-Seitz-Zelle eines kubisch-flächenzentrierten Kristalls.

Vizinale Oberflächen entstehen, wenn eine stabile Kristalloberfläche in einem sehr flachen Winkel angeschliffen wird, man erhält eine nur makroskopisch ebene Oberfläche. Mikroskopisch muß nach einer mittleren Strecke von m Atomen eine meist monoatomare Stufe eingebaut werden. Die gewählten Verkippungswinkel sind so klein, daß die diskrete Natur des Kristalls eine Rolle spielt. Wegen der oben beschriebenen Verdrehung des Oberflächenquadratgitters einer (100) -Fläche eines fcc-Kristalls sind Verkippungen in

$\{110\}$ -Richtungen besonders stabil. Verkippt man die (001) -Oberfläche in die $[110]$ -Richtungen so entstehen Stufenkanten, die entlang $[\bar{1}10]$ verlaufen. Die monoatomaren Stufen (vgl. [Gies95]) entsprechen einer (111) -Oberfläche und sind stabil. Das Maß der Verkipfung wird durch die Richtung der makroskopischen Flächennormalen angegeben; die zwischen den Stufen liegenden Terrassen haben weiterhin die $[001]$ -Richtung als Flächennormale. Die allgemeine Verkipfung wird durch eine Richtung der Form $[11n]$ beschrieben. Eine derartige Ebene ist um den Winkel

$$\phi = \arctan\left(\frac{\sqrt{2}}{n}\right) \quad (8)$$

gegen die (001) -Fläche verkippt. Die Terrassenweite beträgt im Mittel $m = \frac{n+1}{2}$ Atome (Abb. 4).

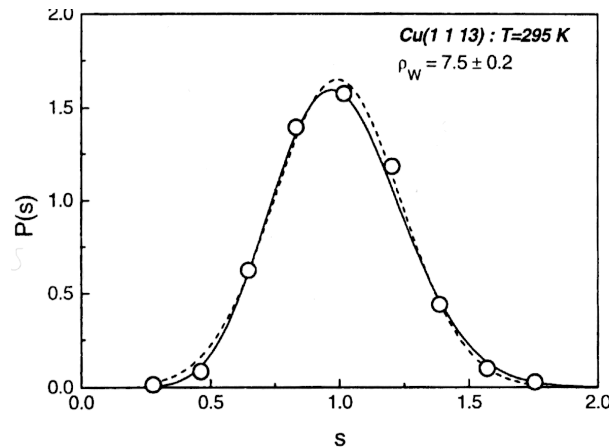


Abbildung 4: Terrassenweiten-Verteilung für Cu(1 1 13) normiert auf die mittlere Terrassenweite, aus [Gies2000].

Für den in dieser Arbeit untersuchten (1113) -Kupferkristall ergeben sich somit ein Winkel von 6.21° und eine mittlere Anzahl von sieben Atomen in einer Terrasse (Abb. 5).

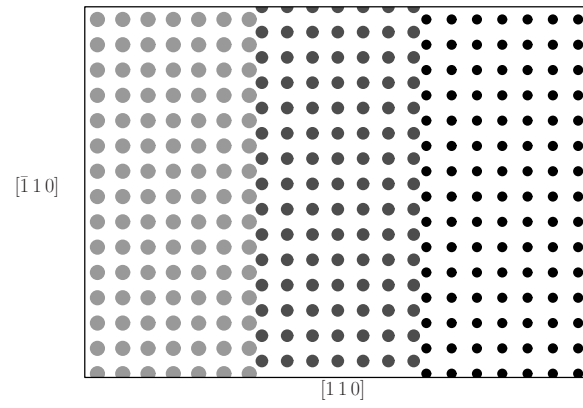


Abbildung 5: Schematische Darstellung eines Oberflächenausschnitts für Cu(1113). Die Stufen fallen von der Terrasse links (grau) nach rechts (schwarz) ab.

4 Anisotropie II

Für ein System mit einer uniaxialen Anisotropie läßt sich diese aus der Steigung der Hysteresekurve in schwerer Richtung bestimmen (Gl. 7). Dabei wird der Anisotropiekoeffizient⁵ K_u über

$$K_u = \frac{M_S B_u}{2} \quad (9)$$

mit einem Anisotropiefeld B_u verknüpft. Dieses Feld entspricht demjenigen bei dem eine schwere Richtung die Sättigung erreicht. Handelt es sich nicht um ein rein uniaxiales System so kann dennoch das gleiche Verfahren angewandt werden. Aus der Steigung am Ursprung bestimmt man, wann eine Gerade mit einer solchen Steigung die Sättigung erreichen würde. Diese Stelle entspricht dann dem Anisotropiefeld B_u . Der resultierende Anisotropiekoeffizient ist die Summe aller Beiträge, die in der vorliegenden Orientierung der Magnetisierung eine Rolle spielen.

Im Fall von Kobalt auf gestuften Kupfer(001)-Oberflächen überlagern sich zwei- und vierzählige Anisotropien [Wulf96]. Von diesen wird jeweils der erste Entwicklungskoeffizient berücksichtigt. Die übliche Form der Darstellung, welche die Symmetrie der gestuften Oberfläche wiedergibt, ist [Oep2000]

$$f_{\text{ani}} = K_u \cos^2 \phi + K_4 \cos^2 \alpha_1 \cos^2 \alpha_2. \quad (10)$$

Dabei ist ϕ der Winkel zwischen Magnetisierung und leichter Richtung. Die Winkel α_i beziehen sich auf die Ausrichtung der Magnetisierung zu den Hauptachsen der konventionellen Kristallzelle. Beide Koeffizienten sind negativ, wenn die magnetisch leichte Richtung sowohl für die zweizählige als auch für die vierzählige Anisotropie parallel zu den Stufen orientiert ist.

Die Wahl der Entwicklung ist sehr speziell und kann i.A. nur mit denen ähnlicher Symmetrie verglichen werden. Allgemeiner ist eine Entwicklung in eine Potenzreihe von Sinusfunktionen. Diese hat die Form

$$f_{\text{ani}} = a \sin^2 \varphi + b \sin^4 \varphi. \quad (11)$$

Die Koeffizienten hängen mit denjenigen in Gl. 10 über

$$a = -K_u - K_4 \quad b = K_4 \quad (12)$$

⁵Oft bezeichnet man die Entwicklungskoeffizienten auch als Anisotropiekonstanten.

zusammen. Es gilt $a > 0$ und $b < 0$ für Co auf Cu(1113). Das Verhältnis der Größen a und b entscheidet, ob das System einen zwei- oder vierzähligen Charakter hat.

Die Hysterese-messungen werden in einem äußeren Magnetfeld durchgeführt. Damit überlagern sich Zeeman-Energie und Anisotropieenergien. Die Anzahl und Lage der Minima, welche die Magnetisierung einnehmen kann, ändert sich mit a , b und dem angelegten Feld. Rechnungen zeigen, daß es drei⁶ mögliche Fälle gibt [Mill]. Um diese zu beschreiben, führt man den Parameter $r = \frac{a}{b}$ ein. Ist a deutlich größer als $-b$ und somit $r \ll 0$, so ist das System quasi uniaxial. Für $r > -2$ ist die Ausrichtung der Magnetisierung senkrecht zu der leichten Richtung ebenfalls ein lokales Energieminimum. Für $-6 < r < -2$ erzwingen hinreichend große Felder ein lokales Minimum für die Orientierung in dieser Richtung. Die Fälle lassen sich in einem Phasendiagramm (Abb. 6) darstellen⁷.

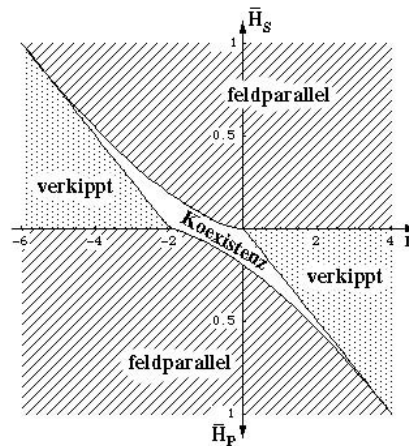


Abbildung 6: Phasendiagramm für $b < 0$, das Diagramm gibt die Orientierung der Magnetisierung in Abhängigkeit von $r = \frac{a}{b}$ und dem angelegten Feld \vec{H} wieder. Aus Symmetriegründen sind nur positive Felder dargestellt. Das Feld \vec{H}_P ist parallel zur leichten Richtung angelegt, das Feld \vec{H}_S senkrecht dazu. Die Bezeichnungen “leicht” und “schwer” beziehen sich auf den linken oberen Quadranten des Phasendiagramms [Mill].

⁶Die Anzahl drei gilt solange $a > 0$ und $b < 0$ festgelegt ist.

⁷Es gibt ein weiteres Phasendiagramm für den Fall $b > 0$ [Mill].

Für $-2 < r < 0$ sind beide Richtungen leicht und es ergeben sich jeweils rechteckige Hysteresekurven. Für $r < -6$ ist zu erwarten, daß man in der Hysterese das lineare Verhalten einer schweren Richtung findet (vgl. Abb. 2). Nur für $r \lesssim -6$ findet man Abweichungen von der Linearität⁸ (vgl. Abb. 7 (rechts)).

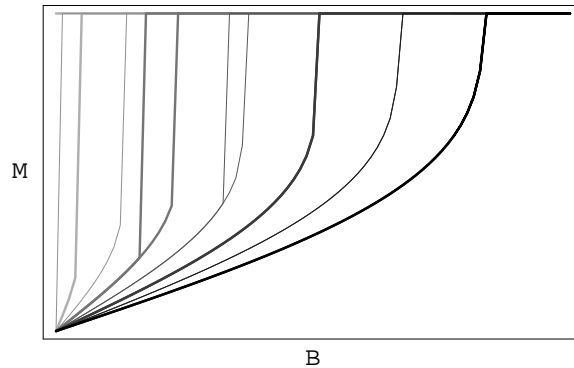


Abbildung 7: Berechnete Hysteresekurven (Ausschnitt für $B > 0$ und $M > 0$) in schwerer Richtung für Werte von $r = -1$ (links) bis $r = -7$ (rechts). Die Schleifen der ersten beiden Graphen überschneiden sich. Für $r = -1$ ist die Neukurve dargestellt (die helle Kurve mit der größeren Linienbreite).

Liegt r zwischen -6 und -2 und das normierte Feld⁹ \bar{H} zwischen $0 \leq \bar{H} \leq 1$ so existiert ein Bereich der Koexistenz. Das Durchlaufen einer Hysteresekurve mit einem sich ändernden Feld entspricht im Phasendiagramm einer Parallelen zur Ordinate. Im Nullfeld ist die Magnetisierung entlang der leichten Richtung orientiert. Mit einem Feld in schwerer Richtung wirkt eine Drehmoment auf die Magnetisierung. Das von der Magnetisierung besetzte energetische Minimum wird flacher und ändert seine Lage hin zur schweren Richtung. An der oberen Phasengrenze der Koexistenz verschwindet dieses Minimum. Spätestens hier kippt die Magnetisierung in das Minimum parallel zum Feld. Andersherum verschwindet dieses Minimum bei kleiner werdenden Feldern an der unteren Phasengrenze der Koexistenz. Spätestens hier kippt

⁸Der Vorgang bleibt dennoch reversibel, falls keine Domänen entstehen.

⁹Im Phasendiagramm werden die Felder, aufgetragen auf der Ordinate, normiert auf das Feld $H_0 = \frac{8|b|}{\mu_0 M_S}$.

die Magnetisierung in das erste Minimum zurück. Im Bereich der Koexistenz ergeben sich mit zwei Minima zwei mögliche Ausrichtungen der Magnetisierung. Nimmt man an, daß die Magnetisierung erst dann springt, wenn das lokale Minimum verschwindet, lassen sich Magnetisierungskurven berechnen. Diese sind für verschiedene r in Abb. 7 zu sehen. Es ergeben sich in der schweren Richtung Hystereseschleifen in einem von Null verschiedenen Feld. Diesen Effekt bezeichnet man als feldgetriebene Spinreorientierung. Als Folge von Feldinhomogenitäten sowie nicht perfekten magnetischen Schichten ist zu erwarten, daß sich die Ausrichtung parallel zum Feld bereits vor der Phasengrenze vollzieht. Daraus folgt, daß die theoretisch berechneten Schleifen immer breiter als die gemessenen sein sollen.

Die Hystereseschleifen in schwerer Richtung ermöglichen es, die Anisotropiekoeffizienten K_u , K_4 und somit a , b zu berechnen. Man erhält aus der Steigung s der Geraden am Ursprung das Anisotropiefeld

$$B_K = \frac{M_S}{s}. \quad (13)$$

Dieses Anisotropiefeld ist über Gl. 7 mit den Entwicklungskoeffizienten verknüpft, sodaß

$$B_K = \frac{2}{M_S}(|K_u| + |K_4|) = \frac{2}{M_S}a. \quad (14)$$

Die Magnetisierung kippt bei dem kleineren Feld¹⁰

$$B_L = \frac{2}{M_S}(|K_u| - |K_4|). \quad (15)$$

Der Sprung, der zur parallelen Ausrichtung von Feld und Magnetisierung führt, findet spätestens statt bei

$$B_N = \sqrt{\frac{8}{27|K_4|}} \frac{(|K_u| + |K_4|)^{\frac{3}{2}}}{M_S} = \sqrt{\frac{8}{27|b|}} \frac{(|a|)^{\frac{3}{2}}}{M_S}. \quad (16)$$

Damit lassen sich aus der Hystereseurve die Entwicklungskoeffizienten be-

¹⁰Es wird im verwendeten Modell [Oep2000] angenommen, daß der Sprung für kleinere (d.h. für abnehmende) Felder exakt an der unteren Phasengrenze stattfindet. Die Inhomogenitäten, die einen verfrühten Sprung in die feldparallele Ausrichtung begünstigen, sollten den zweiten Rücksprung erst zum spätest möglichen Punkt erlauben.

rechnen zu

$$a = \frac{M_S B_K}{2} \quad (17)$$

$$|b| = \frac{M_S}{4}(B_K - B_L). \quad (18)$$

Für $r > 0$ und $b < 0$ vertauschen leichte und schwere Richtung bzgl. der selben Feldrichtung ihre Rolle. Der untere Teil des Diagramms (Abb. 6) behandelt den Fall angelegter Felder parallel zur leichten Richtung.

Alle Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit lassen sich mit dem zweiten Quadranten des Phasendiagramms in Abb. 6 behandeln.

5 Magnetooptik

5.1 Grundlagen

Bei dem linearen magnetooptischen Kerr-Effekt (MOKE) ändert sich die Polarisation bei Reflexion an einem magnetischen Material in linearer Abhängigkeit von der Magnetisierung. In der vorliegenden Arbeit basieren alle magnetischen Untersuchungen auf diesem Effekt.

Experimente mit Licht können in Reflexion und Transmission durchgeführt werden. Dabei ändern sich im Allgemeinen sowohl die Intensität als auch der Polarisationszustand in Abhängigkeit von dem Material und der Wellenlänge des verwendeten Lichts. Eine mathematische Beschreibung der Reflexion bieten die Fresnel-Gleichungen [Nolt94].

Diese Gleichungen werden für unmagnetische Stoffe hergeleitet. Handelt es sich jedoch bei dem Reflektor um ein magnetisches Material, so müssen die Gleichungen modifiziert werden. Die Modifikation betrifft nur die Nebendiagonalelemente der Reflexionsmatrix (s.u.). Der Magnetisierungsvektor in der reflektierenden Oberfläche verändert die Reflexionseigenschaften, darunter auch die Polarisation. Diesen Effekt macht man sich zur Untersuchung von magnetischen Eigenschaften zu nutze. Man mißt die Änderung der Polarisation des Lichts und kann so auf das magnetische Verhalten des reflektierenden Materials schließen.

Die mathematische Beschreibung vereinfacht sich, wenn man linear polarisiertes Licht für den einfallenden Strahl benutzt. Nach der Reflexion hat sich dann i.A. die Polarisationsachse gedreht und der ausfallende Strahl ist elliptisch polarisiert.

Der zugrundeliegende Prozeß kann in einem recht einfachen aber dennoch die Effekte gut beschreibenden Bild klassisch erklärt werden (Abb. 8): Trifft die elektromagnetische Welle auf die Oberfläche, so wird sie von den Elektronen des Reflektors absorbiert und wieder emittiert. Dabei schwingen die Elektronen mit der Frequenz und in Richtung des elektrischen Feldvektors. Ist das Material magnetisch, so wirkt während dieser Bewegung die Lorentzkraft ¹¹ auf die Elektronen. Diese Kraft ändert die Bewegung und somit die reemittierte Welle. In diesem Bild kann auf einfache Weise erklärt werden, warum nur dann ein Effekt zu sehen ist, wenn der Feldvektor eine senkrechte Komponente in Bezug auf den Magnetisierungsvektor hat.

¹¹ $F = q\vec{v} \times \vec{B}$; q :Ladung, \vec{v} :Geschwindigkeit, \vec{B} :Magnetfeld

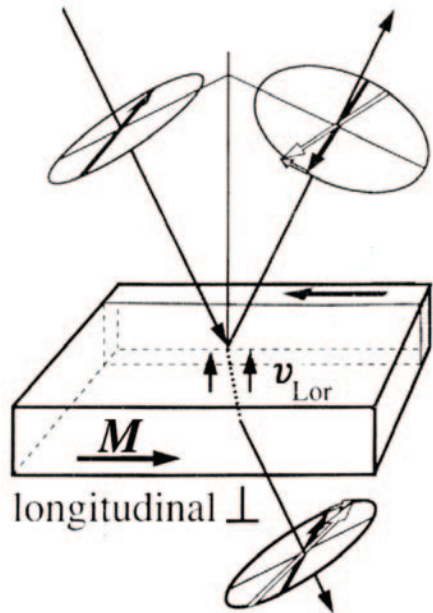


Abbildung 8: Schema zum magneto-optischen Kerr-Effekt als Folge der Lorentz-Kraft [Hub].

Die Beschreibung im Rahmen der Elektrodynamik ist deutlich komplizierter und vereinfacht sich nur in Spezialfällen¹².

Für ultradünne Filme existieren Näherungen [Zak] mit denen die Polarisationsänderung in Reflexion gut beschrieben wird. Man behandelt hier s- und p-polarisiertes¹³ Licht getrennt bzw. zerlegt die Polarisation in entsprechende Komponenten. Der Polarisationszustand des Lichtes wird dann als ein zweidimensionaler Vektor behandelt. Die Reflexion selbst wird durch eine 2×2 Matrix beschrieben. Diese beinhaltet die Reflexionskoeffizienten für die jeweiligen Vektorkomponenten r_{ss} und r_{pp} , sowie als Nebendiagonalelemente eine Mischung der beiden. Der Koeffizient r_{sp} gibt die Stärke des Übergangs von p-

¹²Wie z.B. bei senkrechtem Einfall von zirkular polarisiertem Licht und einem Magnetisierungsvektor in der Ebene oder senkrecht dazu. [Freis]

¹³Sowohl s- als auch p-polarisiertes Licht sind linear polarisiert. Steht der elektrische Feldvektor der Welle senkrecht auf der Einfallsebene spricht man von s- im parallelen Fall von p-Polarisation.

zu s-Polarisation an. Analoges gilt für r_{ps} . In der oben erwähnten Näherung lauten die Komponenten der Matrix für eine ultradünne magnetische Schicht auf einem unmagnetischen Substrat [Qiu]:

$$r_{ss} = \frac{n_i \cos \theta_i - n_f \cos \theta_f}{n_i \cos \theta_i + n_f \cos \theta_f} \quad (19)$$

$$r_{pp} = \frac{n_f \cos \theta_i - n_i \cos \theta_f}{n_f \cos \theta_i + n_i \cos \theta_f} \quad (20)$$

$$r_{ps} = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{n_i \cos \theta_i}{(n_i \cos \theta_i + n_f \cos \theta_f)(n_f \cos \theta_i + n_i \cos \theta_f)} \cdot (d_m n_m^2 Q_z \cos \theta_f - n_f n_i d_m Q_y \sin \theta_i) \quad (21)$$

$$r_{sp} = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{n_i \cos \theta_i}{(n_i \cos \theta_i + n_f \cos \theta_f)(n_f \cos \theta_i + n_i \cos \theta_f)} \cdot (d_m n_m^2 Q_z \cos \theta_f + n_f n_i d_m Q_y \sin \theta_i) \quad (22)$$

Dabei sind n_i , θ_i und n_f , θ_f die Brechungsindizes bzw. der Winkel des Strahls im Medium zur Flächennormalen für das Umgebungs- bzw. Substrat-Medium. Die Größen mit dem Index m betreffen die magnetische Schicht der Dicke d_m . Der Vektor \vec{Q} ist der Voigt-Vektor, dessen komplexer Betrag experimentell für unterschiedliche magnetische Materialien bestimmt wurde¹⁴. Er hat die Richtung des Magnetisierungsvektors.

Die Experimente wurden in zwei verschiedenen Kerr-Geometrien durchgeführt (Abb. 9). Man spricht von dem longitudinalen Kerr-Effekt, wenn die Polarisationsänderung ihre Ursache in einem Magnetisierungsvektor in der Reflexions- und Einfallsebene hat. Steht der Magnetisierungsvektor parallel zur Oberflächennormalen, handelt es sich um den polaren Kerr-Effekt. Bei Messungen im ersten Fall werden üblicherweise Felder in der Reflexions-ebene angelegt, im zweiten senkrecht dazu. Ist die Magnetisierung beliebig ausgerichtet und existieren Komponenten in Projektion auf die Richtungen der klassischen Geometrien, mischen beide Effekte. Die Symmetrie des Kerr-Effekts ermöglicht es aber, die mischenden Komponenten zu trennen [Ding]. Im gewählten Koordinatensystem mit der x-Richtung in der Oberfläche und der Einfallsebene, geht die x-Komponente des Voigt-Vektors nicht in die Reflexionsmatrix ein. Die z-Komponente des Voigtvektors hängt über den Kosi-

¹⁴Für fcc-Kobalt ist in den Richtungen $\langle 011 \rangle$ $|\vec{Q}| = (46 - \mathbf{i}5.3)10^{-3}$ und $n = 2.23 + \mathbf{i}4.06$ [Osg]. Für Kupfer ist $n = 0.23 + \mathbf{i}3.6$ [Handb].

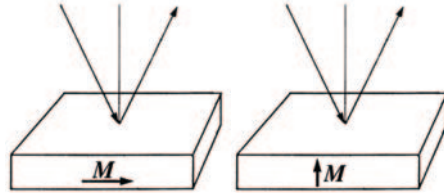


Abbildung 9: Skizze für die longitudinale (links) und polare (rechts) Kerr-Geometrie.

nus, die y -Komponente über den Sinus vom Winkel ab (vgl. Gln. 21 und 22). Behält man die Richtung des angelegten Feldes bei, kehrt aber den Einfallswinkel um, so ist der Zustand des reflektierten Strahls in Abhängigkeit vom angelegten Feld nicht identisch zur vorherigen Geometrie. Der longitudinale Beitrag des Kerr-Signals erfährt einen Vorzeichenwechsel. Man berechnet den longitudinalen Beitrag als halbe Differenz der Signale, die polare Komponente als halbe Summe.

5.2 Aufbau des Experiments

In der Messung wird die Elliptizität ϵ des Signals bestimmt. Für s-polarisiertes Licht berechnet sich die Elliptizität nach der Reflexion gemäß den Gln. 19 und 21 zu

$$\epsilon = \text{Im} \left(\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \right). \quad (23)$$

Als Lichtquelle im Aufbau (Abb.10) wird ein Laser verwendet. Durch einen Polarisationsfilter wird s-polarisiertes Licht erzeugt. Nach der Reflexion passiert das Licht ein $\lambda/4$ -Plättchen und einen weiteren Polarisationsfilter, der als Analysator dient, bevor die Intensität des Strahls mit einer Photodiode gemessen wird. Da alle Messungen an Proben durchgeführt werden, die sich im Ultrahochvakuum (UHV) befinden, muß das Licht Glasscheiben durchqueren. Das $\lambda/4$ -Plättchen kompensiert dabei deren Doppelbrechung.

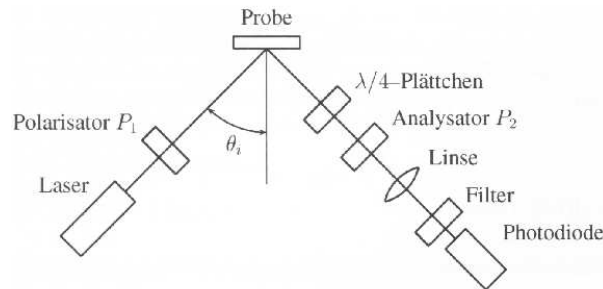


Abbildung 10: Schematischer Aufbau des MOKE-Systems mit Einfallswinkel $\theta_i = 45^\circ$, aus [Püt].

Ohne dieses optische Element würde man die Drehung der Polarisationsachse messen. Das $\lambda/4$ -Plättchen führt dazu, daß die Elliptizität der reflektierten Welle und nicht die Drehung der Polarisationsachse bestimmt wird. Dies läßt sich z.B. im Müllerformalismus [Azz] berechnen. Der Einfluß aller verwendeten Komponenten ist in der Arbeit von Gehring [Gehr] nachzulesen. Vor Messungen von Hysteresekurven werden $\lambda/4$ -Plättchen und Analysator so ausgerichtet, daß die gemessene Intensität in der Photodiode minimal wird. Als Folge nicht perfekter Polarisationsfilter verbleibt die Restintensität I_0 . Für eine Messung wird der Analysator um den Winkel ϑ_{ext} aus der Idealposition verdreht. Dieses ermöglicht es, das Vorzeichen der Magnetisierung

zu bestimmen. Bei gemessener Intensität $I(B)$, in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes B , berechnet sich die Kerr-Elliptizität [Qiu] in linearer Näherung zu

$$\epsilon = \frac{I(B)}{\bar{I} - I_0} \frac{\vartheta_{\text{ext}}}{4}. \quad (24)$$

\bar{I} ist die mittlere Intensität einer Messung, die der Intensität des unmagnetischen Zustands entspricht. Ist nach dieser Methode die Elliptizität sowohl für positive ($\epsilon_{+\theta}$) als auch für negative ($\epsilon_{-\theta}$) Einfallswinkel bestimmt, läßt sich der polare Anteil ϵ_P sowie der longitudinale ϵ_L berechnen nach [Ding]

$$\epsilon_P = \frac{\epsilon_{+\theta} + \epsilon_{-\theta}}{2} \quad (25)$$

$$\epsilon_L = \frac{\epsilon_{+\theta} - \epsilon_{-\theta}}{2}. \quad (26)$$

6 Kristallpräparation

Alle Arbeitsschritte zur Kristallpräparation fanden im Ultrahochvakuum bei einem Druck unter $p = 5 \cdot 10^{-10}$ mbar statt. Genaue Angaben zur Vakuummkammer sowie zu den Präparationsmethoden und Geräten finden sich bei [Püt]. Die Kristalloberfläche wurde durch Ionenätzen ca. eine halbe Stunde gereinigt. Es wurden Argon-Ionen mit einer Energie von 800 eV verwendet. Anschließend wurde der Kristall bei 650°C ausgeheilt. Die chemische Reinheit des Kristalls wurde mit Auger-Elektronen-Spektroskopie überprüft. Die strukturelle Ordnung konnte mit niederenergetischer Elektronenbeugung (LEED) sichtbar gemacht werden. Der reine, geordnete Kupferkristall zeigt für die (1113)-Oberfläche Beugungsbilder mit vierzähliger Symmetrie. Als Folge der gestuften Oberfläche spaltet jeder zweite Beugungsreflex auf (Abb. 11). Die Aufspaltung findet senkrecht zum Verlauf der Stufenkanten statt.



Abbildung 11: Beugungsbild von niederenergetischen Elektronen (220eV) an einer Cu(1113)-Oberfläche. Die Stufenkanten verlaufen in vertikaler Richtung.

Die Kobaltschicht wird durch thermisches Verdampfen auf Kupfer aufgewachsen. Die Aufdampftrate betrug typischerweise 1/3 Monolage (ML) pro Minute. Kobalt wächst lagenweise auf vizinalem Cu(001) auf. Bei Raumtemperatur liegt Kobalt mit der Kristallstruktur der hexagonal dichtesten Kugelpackung (hcp) vor [Ash]. Für Temperaturen oberhalb von 400° exi-

stiert eine stabile fcc-Phase [Handb].

Die Co-Schicht wächst bei Raumtemperatur pseudomorph auf Kupfer, übernimmt also dessen fcc-Struktur. Die Gitterkonstanten für Kupfer (3.615\AA) und fcc-Kobalt (3.546\AA) weichen um 1.9% voneinander ab. Es entstehen laterale Verspannungen.

Die Reinheit des aufgedampften Films wurde durch Auger-Elektronen-Spektroskopie überprüft, als einzige Verunreinigung konnte an einigen Schichten eine geringfügige Kohlenstoffbeimischung festgestellt werden.

Die Beugungsreflexe von niederenergetischen Elektronen an der aufgebrachtten Schicht sind weniger scharf und haben eine geringere Intensität als die an reinem Kupfers. Die aufspaltenden Beugungsreflexe, die bei der reinen Cu-Oberfläche zu trennen waren, überlagern einander. Als Streifen sind diese selbst für Schichtdicken größer 19 ML zu beobachten (Abb. 12), d.h. das aufgewachsene Kobalt übernimmt mindestens bis zu diesen Filmdicken die gestufte Struktur des Cu-Substrats.

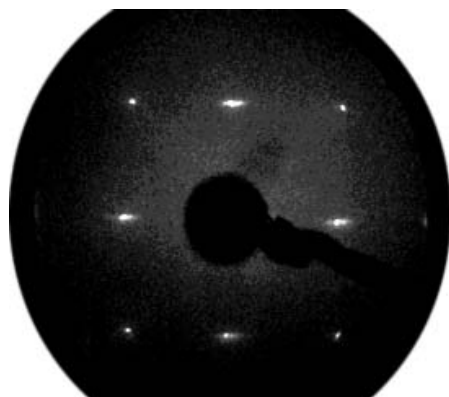


Abbildung 12: Beugungsbild von niederenergetischen Elektronen (145eV) an einer 19 Atomlagen dicken Kobalt-Schicht auf einer Cu(1 1 1 $\bar{3}$)-Oberfläche. Die Stufenkanten verlaufen in vertikaler Richtung.

7 Ergebnisse/Diskussion

In diesem Kapitel werden die magnetischen Eigenschaften von Co-Filmen auf Cu(1 1 13) mittels Hysteresekurven untersucht. Viele der Ergebnisse sind abhängig von der Filmdicke, weshalb zunächst auf ihre Bestimmung eingegangen wird. Danach werden die charakteristischen magnetischen Größen der Kobaltfilme diskutiert und gezeigt, daß sie auf ein allgemeines Modell für feldgetriebene Spinreorientierungen übertragen werden können.

7.1 Dickenkalibrierung

Um die Filmdicke kalibrieren zu können, muß ein funktionaler Zusammenhang zwischen einer meßbaren physikalischen Größe und der Dicke bekannt sein. Dieses gilt zum Einen für die Kerr-Elliptizität, zum Anderen ist die relative Stärke der Auger-Linien von Kupfer und Kobalt, z.B. bei 920 eV und 716 eV¹⁵, abhängig von der Dicke des aufgewachsenen Kobalts [Lüth]. Die Auger-Verhältnisse wurden durch Wachstumsexperimente mit mittlere너지 Elektronenbeugung (MEED) an Cu(0 0 1) kalibriert [Suciu], wie in Abb. 13 zu sehen ist.

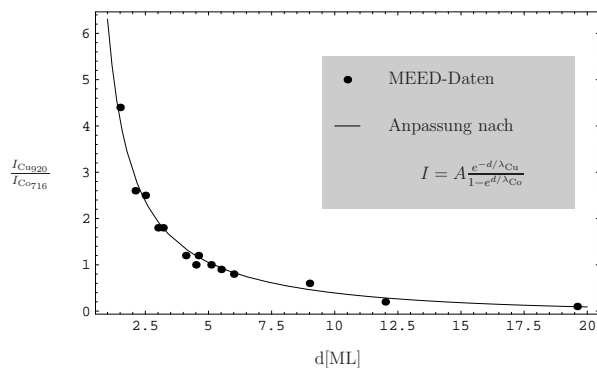


Abbildung 13: Zusammenhang zwischen Schichtdicke und dem Auger-verhältnis der Kupfer(920eV)- und Kobalt(716eV)-Linie [Suciu].

Für perfektes Lagenwachstum, bei dem eine neue Lage Kobalt von einer Stufenkante an wächst, sind keine MEED-Oszillationen zu beobachten

¹⁵Diese Werte wurden gewählt, da für diese nur jeweils eines der Spektren ein deutliches Signal hat.

[Gies95] (engl.: step flow growth mode). In diesem Fall ist die Oberflächenrauigkeit konstant. Aufgrund der Angaben von [Gies95] wurde daher auf eine MEED-Untersuchung für Co auf Cu (1 1 13) im Rahmen dieser Arbeit verzichtet. Im Grenzfall ultradünner Schichten ist das magnetooptische Kerr-Signal linear von der Dicke des magnetischen Films abhängig [Zak]. Abweichungen von dieser Linearität sind bei den vorliegenden Messungen geringer als die Fehler der Elliptizität der experimentell bestimmten Kerr-Signale. Sind die Koeffizienten des funktionalen Zusammenhangs einmal bestimmt, so lassen sich alle Filmdicken aus der zugehörigen Elliptizität berechnen. Mit der Dicke ändert sich die Kerr-Elliptizität und gleichzeitig das Größenverhältnis der oben beschriebenen Extrema im Auger-Elektronen-Spektrum. Die Abhängigkeit der Kerr-Elliptizität von der Schichtdicke läßt sich daher mit Hilfe des Auger-Elektronen-Spektrums kalibrieren, es ergibt sich der in Abb. 14 dargestellte lineare Zusammenhang¹⁶ zwischen der Dicke d , in Monolagen und der Elliptizität ϵ , d.h.

$$\epsilon = (16.7 \pm 0.6) \frac{\mu\text{rad}}{\text{ML}} \cdot d - (27 \pm 5) \mu\text{rad}. \quad (27)$$

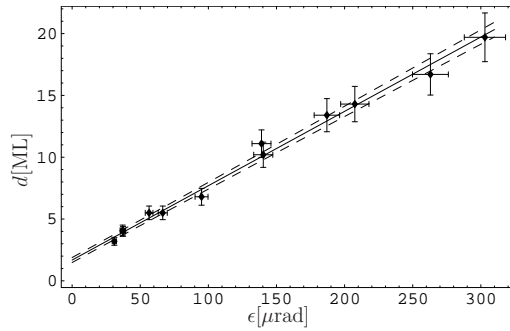


Abbildung 14: Experimentell bestimmte Abhängigkeit des Kerr-Signals von der Schichtdicke, sowie der Bereich einer Standardabweichung für die angepaßte Gerade.

¹⁶Die Anpassungen werden nach der Methode der kleinsten Quadrate durchgeführt. Im Falle eines nichtlinearen Zusammenhanges wird eine iterative Linearisierung angewandt. Bei deutlichen Fehlern der y-Werte wird die Anpassung mit quadratischer Fehlergewichtung berechnet. Sind die x-Fehler deutlich größer als diejenigen der y-Werte und existiert ein invertierbarer funktionaler Zusammenhang, so wird die inverse Funktion angepaßt.

Diese Ergebnisse gelten für einen Einfallswinkel von 45° . Um sie mit den Ergebnissen von [Oep95] vergleichen zu können, müssen sie mit Hilfe der Gln.19 bis 22 auf den dort verwendeten Einfallswinkel von 50° umgerechnet werden. Der transformierte Wert liegt mit einer Steigung von $17.6 \pm 0.6 \mu\text{rad}/\text{ML}$ zwischen den Vergleichswerten von $19.5 \pm 0.5 \mu\text{rad}/\text{ML}$ für eine (001)- und $16.5 \pm 1.0 \mu\text{rad}/\text{ML}$ für eine (1117)-Oberfläche. Das Ergebnis ist somit im Rahmen der Fehler konsistent mit den von [Oep95] gefundenen Werten.

7.2 Dickenabhängige Eigenschaften des Films

Für das System Kobalt auf Kupfer (001), sowie den dazu vizinalen Flächen, wird bisher angenommen, daß die Magnetisierung in der Ebene liegt [Chu], d.h. die Oberflächennormale eine magnetisch schwere Richtung ist. In der Ebene findet man ebenfalls eine Anisotropie für die Orientierung der Magnetisierung. Für die untersuchten Dickenbereiche existiert in der Ebene eine leichte und eine schwere Richtung. Die magnetisch leichte Richtung liegt parallel zu den Stufen, die magnetisch schwere senkrecht dazu. Im Folgenden werden die magnetischen Eigenschaften von Co auf Cu(1113) untersucht.

7.2.1 Die Koerzitivfeldstärke in leichter Richtung

Das Koerzitivfeld ist dasjenige Feld, welches nötig ist, um eine Magnetisierung von Null zu erzeugen. Für rechteckige Hysteresekurven in leichter Richtung ist es identisch mit demjenigen Feld, bei dem eine Ummagnetisierung stattfindet. Es existieren unterschiedliche, zum Teil widersprüchliche Modelle für Domänennukleation und -Wanderung, beides hat Einfluß auf Ummagnetisierungsprozesse. Aus diesem Grund entzieht sich die Koerzitivfeldstärke eines magnetischen Materials bisher einer konsistenten theoretischen Beschreibung. Nur mit einer Vielzahl von Annahmen läßt sich die Koerzitivfeldstärke, wie z.B. in Kap. 2 (Gl. 7) beschrieben, berechnen. Dennoch können Änderungen der experimentell bestimmten Koerzitivfeldstärken in Abhängigkeit von der Filmdicke als Indiz für eine Änderung des magnetischen Verhaltens gesehen und mit anderen magnetischen oder auch strukturellen Parametern verglichen werden. Die gemessenen Hysteresekurven in leichter Richtung sind für alle untersuchten Dickenbereiche rechteckig. Die Koerzitivfeldstärke beträgt unterhalb von 14 ML etwa $H_C \approx 1.2\text{mT}$ (Abb. 15). Oberhalb von 15 ML wächst die Koerzitivfeldstärke schnell mit der Dicke

an. Für 27 ML beträgt sie bereits $H_C \approx 5\text{mT}$.

Die in Abb. 15 dargestellten Daten zeigen ein ähnliches Verhalten wie das aus der Literatur bekannte für Kobalt auf vizinalem Kupfer [Wulf94], [Web96]. Für geringere Filmdicken sind deutliche Schwankungen zu erkennen, die unterschiedliche Ursachen haben können. Der Einfluß von Verunreinigungen kann nicht vollständig ausgeschlossen werden, ist aber unwahrscheinlich. Die Daten stammen von Messungen an Filmen, deren chemische Reinheit, überprüft mit Auger-Spektroskopie, nur wenig variiert. Eine Erhöhung der Koerzitivfeldstärke kann nach [Jiang] die Folge von Oberflächenrauigkeiten sein. Nachdem Erfahrungswerte zur Oberflächenpräparation vorhanden waren, wurde die Oberflächenbeschaffenheit nicht für jede Messung mittels LEED überprüft, somit ist dieses eine denkbare Erklärung. Außerdem ist eine Absenkung der Koerzitivfeldstärke möglich, wenn das Kobalt bei höheren Temperaturen aufwächst [Kief91]. Dieser Effekt kann jedoch ausgeschlossen werden. Andererseits liegen die kleineren Werte in Dickenbereichen, in denen auch die Daten von [Wulf94] einen deutlichen Abfall in der Koerzitivfeldstärke zeigen.

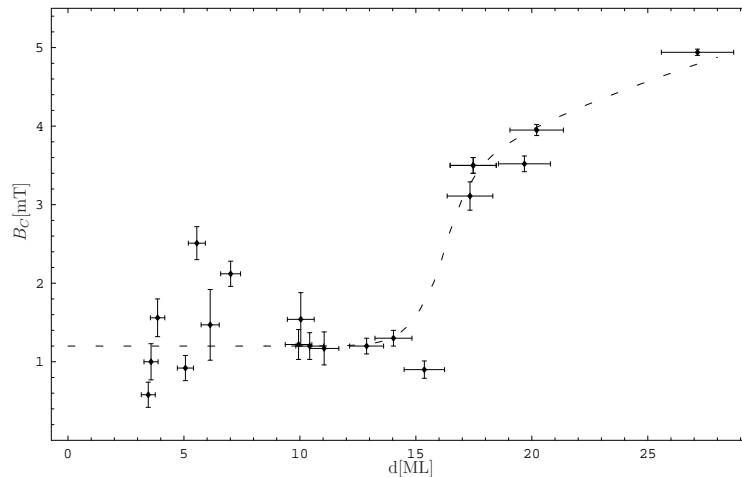


Abbildung 15: Koerzitivfeldstärken der Hysteresekurve in leichter Richtung in Abhängigkeit von der Schichtdicke. Um das Auge zu führen, wurde eine Linie ergänzt.

7.2.2 Die Signalsättigung

Nach derzeitigem Erkenntnisstand liegt die Magnetisierung von Kobalt auf Kupfer(001), sowie auf den dazu vizinalen Flächen, in der Filmebene. Die Oberflächennormale ist als Folge der Form- und Spannungsanisotropie (s. Kap. 6) eine magnetisch schwere Richtung.

Im Folgenden werden die Anisotropien in der Ebene untersucht, zu diesem Zweck werden Magnetfelder parallel zur Oberfläche angelegt. Reichen die experimentell zur Verfügung stehenden Magnetfelder aus, um die Magnetisierung in schwerer Richtung parallel zum Feld zu stellen, d.h. das Signal zu sättigen, so erwartet man die identische Kerr-Elliptizität wie diejenige aus Messungen in leichter Richtung (vgl. Kap. 2.5, Abb. 2). Die Experimente haben jedoch reproduzierbar gezeigt, daß das Signal in schwerer Richtung, wie in Abb. 16 an einer Messung mit 17 ML Kobalt auf Kupfer zu sehen, deutlich überhöht war. Die Kerr-Elliptizität ist etwa um den Faktor 1.5 größer als diejenige in leichter Richtung.

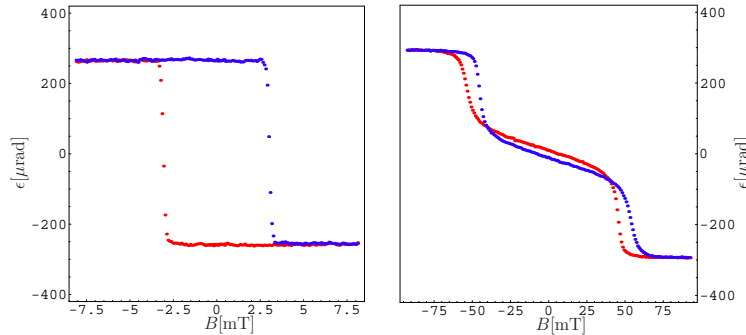


Abbildung 16: Kerr-Signale einer 17 ML dicken Kobaltschicht in leichter (links) und schwerer (rechts) Richtung.

Im Folgenden wird gezeigt, daß es sich bei diesem Effekt um einen polaren Anteil im Kerr-Signal handelt. Zwei Kerr-Messungen mit jeweils umgekehrtem Strahlengang und damit entgegengesetztem Vorzeichen des Einfallswinkels ermöglichen die Trennung von polaren und longitudinalen Bestandteilen der Messung (vgl. Kap. 5.1). Die dazu notwendigen Hysteresekurven in gespiegelter Geometrie sind am Beispiel von 17 ML in Abb. 17 zu sehen. Mit den Formeln (25) und (26) lassen sich die Komponenten trennen. Der An-

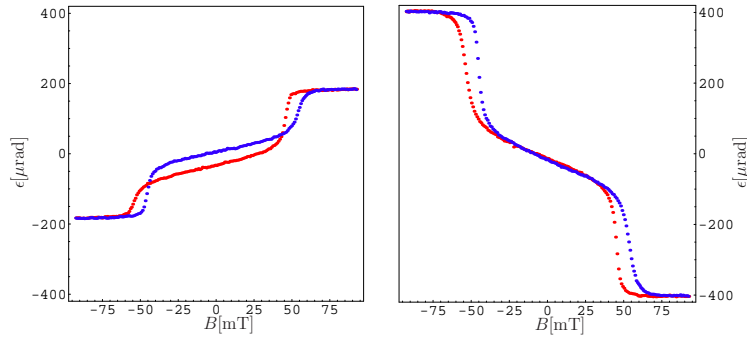


Abbildung 17: Kerr-Signale einer 17 ML dicken Kobaltschicht mit Einfallswinkeln $\theta = +45^\circ$ (links) und $\theta = -45^\circ$ (rechts).

teil des longitudinalen Signals ist größer als derjenige des polaren. Da der longitudinale Beitrag bei der Umkehrung des Strahlenganges einen Vorzeichenwechsel erfährt, ist der Verlauf der Hysteresekurve gespiegelt. Es zeigt sich, daß die Kerr-Elliptizität des separierten longitudinalen Signals mit derjenigen der leichten Richtung im Rahmen der Meßgenauigkeit übereinstimmt (Abb. 18). Zu dem Signal in schwerer Richtung trägt daher ein polarer Anteil von etwa 27% bei.

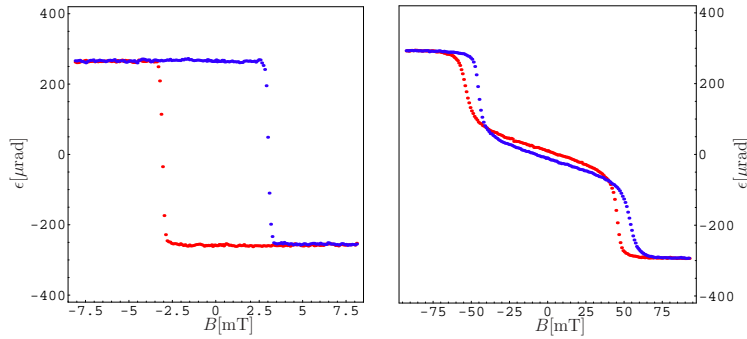


Abbildung 18: Vergleich des Kerr-Signals in leichter Richtung (links) mit dem berechneten longitudinalen Anteil der schweren (rechts) für 17 ML Kobalt.

Aus dem Verhältnis des polaren und longitudinalen Signals kann, unter Berücksichtigung der Gln. 19 bis 22, der Winkel der Magnetisierung bezüglich der (1 1 1 $\bar{3}$)-Oberfläche berechnet werden. Für 17 ML beträgt er $(4.9 \pm 0.4)^\circ$.

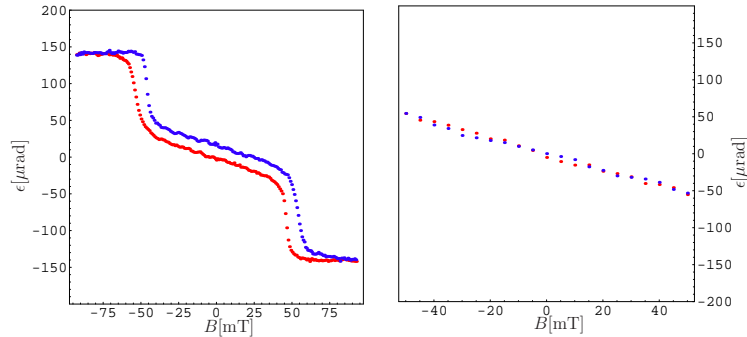


Abbildung 19: Polares Kerr-Signal für ein Feld in der Ebene (links) und senkrecht zur Ebene (rechts) für 17 ML Kobalt. Die Sprungfelder im polaren Signal (links) stimmen mit denjenigen im longitudinalen Anteil überein.

Die polare Komponente kann nicht als Folge einer Fehlorientierung des Feldes in der Ebene angesehen werden. Um dieses zu überprüfen, wurden Messungen mit äußeren Feldern senkrecht zur Oberfläche durchgeführt. Hier zeigt die Hysteresekurve (Abb. 19) bis zu den erreichbaren Feldern von 50 mT ein lineares Verhalten. Die Feldinhomogenitäten bei dem Feld in der Ebene müssten folglich größer als 50 mT sein, um die Hysteresekurve des polaren Kerr-Signals zu erklären. Dafür wäre jedoch eine Fehlorientierung von mehr als 33° erforderlich. Eine Kalibrierung des Feldes mittels einer Hallsonde ergab eine Feldinhomogenität von kleiner 1% über die Breite der Probe. Damit ist die Inhomogenität des äußeren Magnetfeldes sowie eine Verkippung der Probe im Feld als Ursachen des polaren Signals auszuschließen. Dies wird durch Hysteresekurven in leichter Richtung bestätigt, denn es ist in dieser Richtung kein polares Kerr-Signal zu beobachten (Abb. 20).

Die Existenz des polaren Kerr-Signals muß folgendermaßen verstanden werden (vgl. Abb. 21): Ohne äußeres Feld liegt die Magnetisierung entlang der leichten Richtung parallel zu den Stufen des (1 1 1 $\bar{3}$)-Kristalls. Für Messungen in longitudinaler Geometrie wird ein äußeres Feld angelegt. Dieses ist parallel zur Ebene des Kristalls, der makroskopischen (1 1 1 $\bar{3}$)-Ebene, ausgerichtet. Wird ein Feld entlang der schweren Richtung angelegt, dreht sich die Magnetisierung zur Minimierung der Zeeman-Energie in Richtung des Feldes.

Danach müsste sich die Magnetisierung in der (1 1 1 $\bar{3}$)-Ebene drehen.

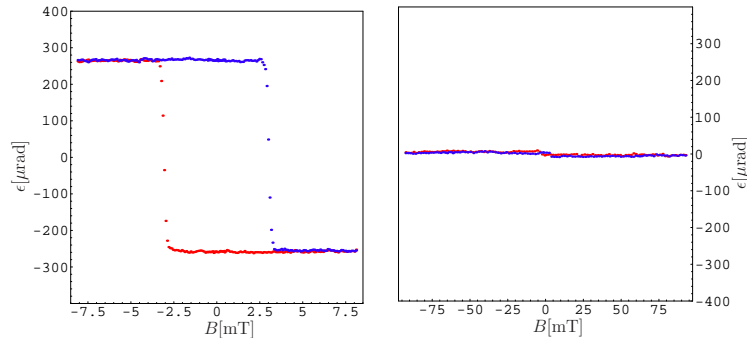


Abbildung 20: Vergleich von longitudinalem (links) und polarem (rechts) Kerr-Signal in leichter Richtung für 17 ML Kobalt.

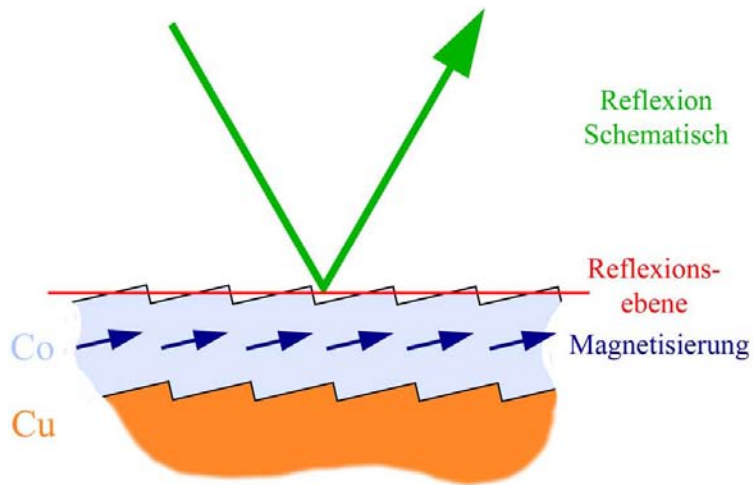


Abbildung 21: Schematische Darstellung der Orientierung der Magnetisierung in schwerer Richtung. Der Laser reflektiert an der makroskopischen Oberfläche. Die Magnetisierung liegt in den Terrassen. Es ergibt sich eine z-Komponente bezüglich der Reflexionsebene.

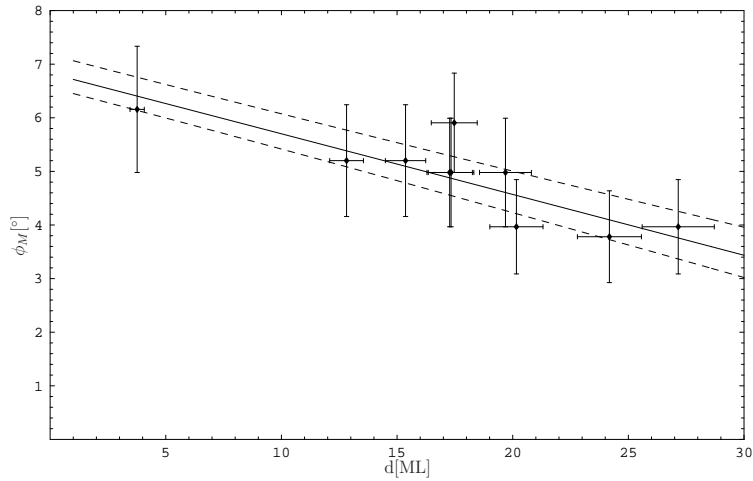


Abbildung 22: Experimentell bestimmter Winkel der Magnetisierung in Abhängigkeit von der Schichtdicke, sowie der Bereich einer Standardabweichung für die lineare Anpassung.

Dies ist jedoch nicht der Fall, die Rotation findet in der mikroskopischen Ebene statt. Der Magnetisierungsvektor liegt in den Terrassen der (1 1 1 $\bar{3}$)-Oberfläche, verbleibt also in der (0 0 1)-Fläche. Diese Orientierung der Magnetisierung ist als Folge der Kristall- und Verspannungsanisotropie die energetisch günstigste. Dies ist in Abb. 21 dargestellt. Da der Laser an der makroskopischen (1 1 1 $\bar{3}$)-Ebene reflektiert, existiert im Kerr-Signal ein polarer Anteil, der im Falle kleiner Schichtdicken der Verkippung der Kristalloberfläche von 6.21° entspricht. Da polare Kerr-Signale i.A. deutlich stärker (ca. eine Größenordnung) als longitudinale sind, führt bereits die geringe polare Beimischung zu einer deutlichen Überhöhung des Kerr-Signals gegenüber demjenigen der leichten Richtung.

Mit zunehmender Dicke nimmt die Überhöhung des Kerr-Signals in schwerer Richtung ab. Das bedeutet, daß sich der Verkippungswinkel der Magnetisierung gegenüber der makroskopischen Ebene verringert, wie in Abb. 22^(17,18) dargestellt, und sich die Magnetisierung in die makroskopische Ebene orientiert. Dies ist als eine Folge der magnetostatischen Energie zu erwarten,

¹⁷Die Anpassung einer Geraden an die Daten erfolgt in einer anderen Darstellung, sie berücksichtigt folglich keine Sättigungseffekte in den Grenzbereichen.

¹⁸Zur Verbesserung der Anpassung an die Daten wurden zusätzlich Ergebnisse von [Wigg] benutzt.

da durch einen Magnetisierungsvektor in den Terrassen magnetische Oberflächenladungen entstehen¹⁹.

Die experimentell gefundene Verkipfung der Magnetisierung aus der makroskopischen Kristallebene steht in deutlichem Widerspruch zu der allgemeinen Annahme, die Magnetisierung liege in der (1 1 13)-Ebene [Chu]. Extrapoliert man die Dickenabhängigkeit des Winkels in linearer Näherung (vgl. Abb. 22), so ist ein polares Signal bis etwa 60 Monolagen zu erwarten. Um den weiteren funktionalen Zusammenhang zu überprüfen, sind Messungen bis zu dieser Filmdicke erforderlich. Diese Experimente wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit jedoch nicht durchgeführt.

7.2.3 Die Anisotropiekoeffizienten in der Ebene

Neben der vierzähligen Anisotropie, die man aufgrund der Kristallsymmetrie von Kupfer erwartet, weist das untersuchte System als Folge der Stufen eine zweizählige Anisotropie auf. Diese ist für kleine Dicken dominant, so daß die Hysterese messungen für die angelegten Felder das typische lineare Verhalten in schwerer Richtung zeigen, wobei die Felder nicht ausreichen, um die Magnetisierung zu sättigen. Die leichte Richtung zeigt für alle untersuchten Dicken eine rechteckige Hysterese kurve, wie z.B. in Abb. 16 dargestellt.

Mit zunehmender Dicke verschwindet der Einfluß der zweizähligen Anisotropie. Die Messungen zeigen in schwerer Richtung Hystereseschleifen in einem von Null verschiedenen Feld. Zwischen 12 ML und 27 ML liegt der in Kap. 4 diskutierte Bereich der "Koexistenz". Es wird ein sogenannter feldgetriebener Reorientierungsübergang beobachtet. Oberhalb von 27 ML hat sich der uniaxiale Beitrag soweit verringert, daß die ehemals schwere Richtung den Charakter einer leichten bekommt. Die hier beobachtete Hysterese kurve erhält mit zunehmender Dicke rechteckige Form, (Abb.23).

Die Existenz von Hystereseschleifen bei von Null verschiedenen Feldern im Bereich der Koexistenz ermöglicht einen Zugang zu den Anisotropiekoeffizienten. Mit den in Kap. 4 angeführten Formeln lassen sich die Koeffizienten a und b (Gln. 17 und 18) der allgemeinsten Entwicklung der Anisotropie nach Winkelfunktionen aus dem geringeren Sprungfeld B_L (Abb. 24) und der Steigung der Hysterese kurve im Ursprung berechnen. Im Produkt mit der Dicke gegen dieselbe aufgetragen (Abb. 25) ist eine Trennung von Volumen- und

¹⁹Numerische Berechnungen von Dr. E. Vedmedenko bestätigen diese Annahme.

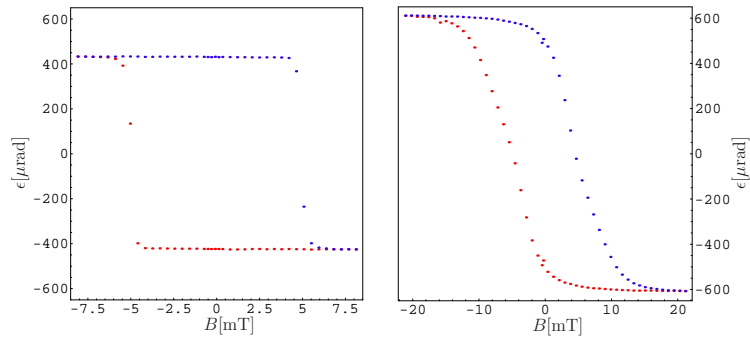


Abbildung 23: Hysteresekurven für die leichte (links) und die schwere (rechts) Richtung in einer 27 ML dicken Kobaltschicht.

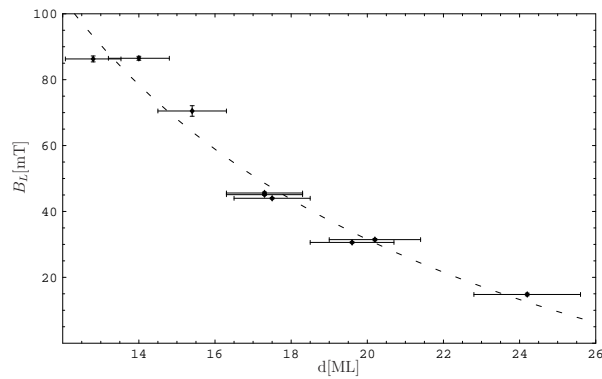


Abbildung 24: Abhängigkeit des unteren Sprungfeldes von der Dicke, sowie die Anpassung durch eine Hyperbel, um einem reziproken Dickenverhalten der Anisotropiekoeffizienten gerecht zu werden.

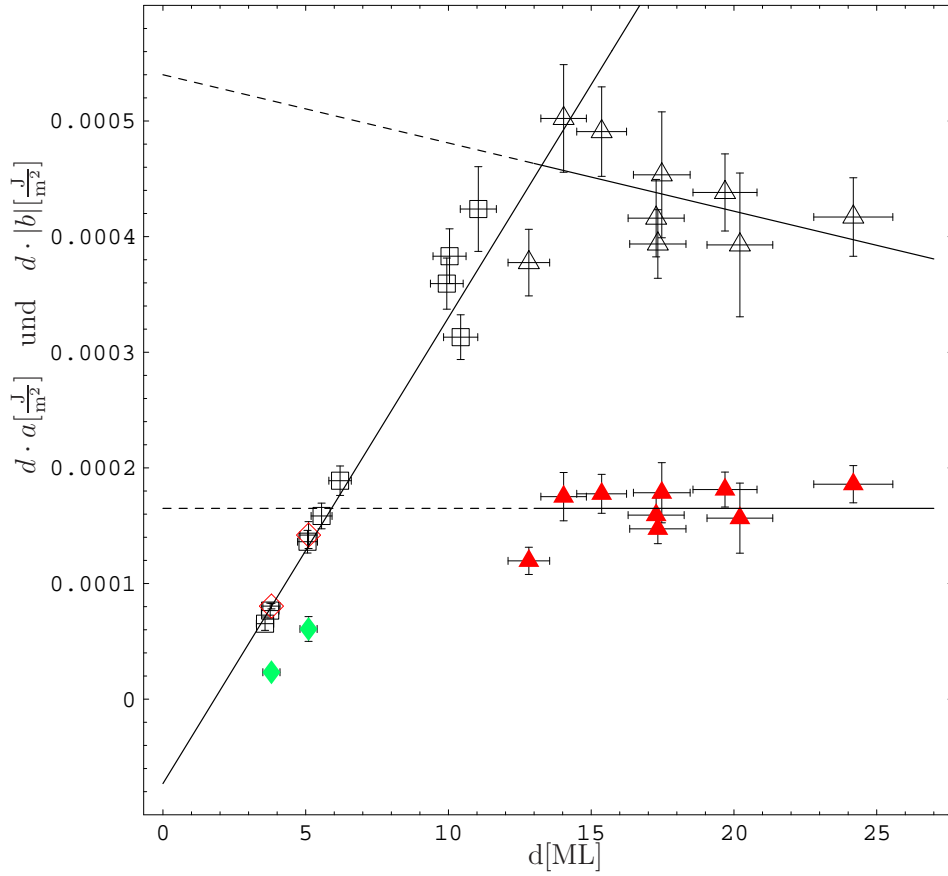


Abbildung 25: Produkt der Anisotropiekoeffizienten mit der Filmdicke, aufgetragen gegen dieselbe. Offene Symbole beziehen sich auf a , ausgefüllte auf b . Die Meßpunkte, die im Bereich der Koexistenz liegen, sind mit \blacktriangle und \triangle dargestellt. An den durch \square dargestellten Meßpunkten wurde eine Korrektur vorgenommen (vgl. Kap. 7.2.2), um die Überhöhung durch den polaren Anteil im Kerr-Signal zu kompensieren. Aus einer lineare Anpassung, die unterhalb von 5 ML möglich war, ergeben sich die Meßpunkte \blacklozenge .

Oberflächenanteil möglich. Für die Dicke einer Monolage wurde ein Wert von 1.75 \AA [Schind] angenommen. Der Anisotropiekoeffizient zeigt zwischen 4 ML und 14 ML ein lineares Verhalten, mit einem positiven Volumenanteil sowie einem negativen Oberflächenbeitrag. Es ist

$$a_V = (2.3 \pm 0.1) \cdot 10^5 \frac{\text{J}}{\text{m}^3} \quad (28)$$

$$a_S = (-7.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-5} \frac{\text{J}}{\text{m}^2}. \quad (29)$$

Bei etwa 13 ML bis 14 ML ändern sich beide Anteile der Anisotropie gravierend. Anpassungen ergeben nun

$$a_V = (-3.4 \pm 2.5) \cdot 10^4 \frac{\text{J}}{\text{m}^3} \quad (30)$$

$$a_S = (5.4 \pm 0.8) \cdot 10^{-4} \frac{\text{J}}{\text{m}^2}. \quad (31)$$

Die Messungen im Bereich oberhalb von 15 ML sind im Rahmen der Fehler auch mit einem Volumenanteil von Null verträglich. Messungen von [Wigg] bei größeren Filmdicken bestätigen jedoch das negative Vorzeichen und werden den Verlauf der Anisotropie mit der Dicke genauer wiedergeben.

In einem einfachen Modell kann der Verlauf der Anisotropie durch die Änderung von Verspannungen im Kristall interpretiert werden [John]. Eine kohärente Verspannung trägt zum Volumenanteil der Anisotropie bei. Setzt Spannungsabbau ein, so ändert sich der Charakter der Anisotropie schlagartig und wechselt zu einem Oberflächenterm. Im vorliegenden Fall hat man in diesem Bild zunächst eine Verspannung, die eine Magnetisierung parallel zu den Stufen bevorzugt. Im Spannungsabbau bestimmt der verbleibende Oberflächenanteil immer noch diese Konfiguration, während der Volumenanteil eine Magnetisierung senkrecht zu den Stufen anstrebt. Der Ursprung dieses negativen Volumenbeitrages muß in weiteren Messungen noch geklärt werden.

Im Gegensatz dazu läßt sich eine uniaxiale Verzerrung auf die fehlenden Bindungspartner in den Stufen zurückführen [Chu]. Man erwartet eine zunehmende Verspannung mit größerer Verkippung der Oberfläche und somit ein Anwachsen der Anisotropie. Die Ergebnisse für Cu(1113) sind im Bereich von 4 ML bis 14 ML um einen Faktor drei größer als diejenigen für eine (1117)-Oberfläche [Wulf96] mit $a_V = 0.8 \cdot 10^5 \frac{\text{J}}{\text{m}^3}$. Die Resultate liegen somit in der gleichen Größenordnung und entsprechen dem erwarteten Trend

zunehmender Anisotropie mit steigender Stufendichte. Die Vergleichsmessung [Wulf96] beinhaltet leider nur Werte (≤ 10 ML) vor dem Vorzeichenwechsel des Volumenanteils der Anisotropie. Der Oberflächenanteil auf einer (1 1 17)-Oberfläche ist positiv mit $a_S = 3 \cdot 10^{-5} \frac{\text{J}}{\text{m}^2}$, derjenige auf einer (1 1 13)-Oberfläche jedoch negativ (s. Gl. 29). Die Stufenbreite muß im Bereich der Verspannung also Einfluß auf den Volumen- und den Oberflächenanteil der Anisotropie haben. Berücksichtigt man den Einfluß der Stufen auf die Verspannung des Kobalt-Films im Modell von [Chu], so sollte die Dominanz der leichten Richtung mit zunehmender Stufendichte stärker werden. In Bezug auf den Oberflächenanteil zeigt sich offensichtlich das entgegengesetzte Verhalten, das in diesem Modell nicht erklärt werden kann.

Für die vierzählige Anisotropie ergibt sich im Bereich über 14 ML ein konstantes Verhalten. Anpassungen, die eine Steigung vorsehen, ergeben einen positiven Volumenanteil. Man erwartet eine positive Steigung, wenn die vierzählige Anisotropie ihre Ursache in der Kristallanisotropie hat. Der Fehler der Steigung ist jedoch so groß, daß er auch mit Null verträglich ist; deshalb wurde der Mittelwert gebildet zu

$$b_S = (1.65 \pm 0.21) \cdot 10^{-4} \frac{\text{J}}{\text{m}^2}. \quad (32)$$

Eine Vermutung über die Ursache für den fehlenden Volumenbeitrag ist ein negativer Anteil der uniaxialen Anisotropie höherer Ordnung. Dieser müsste dann analog zur ersten Ordnung ein negatives Vorzeichen aufweisen und die Kristallanisotropie gerade kompensieren.

Da unterhalb von 12 ML mit den experimentell erreichbaren Feldern keine Hystereseschleifen in der schweren Richtung beobachtet werden konnten, ist in diesem Bereich der Koeffizient b nicht aus den Sprungfeldern mit der Methode aus Kap. 4 zu bestimmen.

Im Folgenden wird eine Methode beschrieben, die es in einem speziellen Fall trotzdem ermöglicht, b aus Messungen zu extrahieren (nach [Wulf94]).

Sind in einer Messung keine Hystereseschleifen entlang der schweren Richtung zu erkennen, so kann man von einem reversiblen Prozess ausgehen. In diesem Fall ist die Annahme, daß die Magnetisierung eine kohärente Rotation ausführt, gerechtfertigt. Im äußeren Feld ist die Gesamtenergie die Summe aus Anisotropie- und Zeeman-Energie gegeben (Gl. 6)

$$f = f_{\text{ani}} + f_Z. \quad (33)$$

Der Prozess der Rotation ist quasistatisch. Es wird das thermodynamische

Gleichgewicht angenommen, d.h.

$$\frac{\partial f}{\partial \varphi} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad (34)$$

$$\frac{\partial f_{\text{ani}}}{\partial \varphi} = -\frac{\partial f_Z}{\partial \varphi} \quad (35)$$

wobei der Winkel φ zwischen der Magnetisierung und der leichten Richtung liegt. Die partielle Ableitung der Zeeman-Energie ergibt sich zu

$$\frac{\partial f_Z}{\partial \varphi} = M_S B(\varphi) \cos \varphi. \quad (36)$$

Man benötigt den Zusammenhang zwischen dem Winkel der Magnetisierung in der Ebene und dem angelegten Feld. Man bestimmt ihn mit der Sättigung $\epsilon_L \hat{=} M_S$ in leichter Richtung und dem Wert $\epsilon_S(B)$ mit

$$\sin \varphi = \frac{\epsilon_S(B)}{\epsilon_L} \quad \text{also} \quad \varphi = \arcsin \left(\frac{\epsilon_S(B)}{\epsilon_L} \right) \quad (37)$$

Der Quotient darf folglich niemals den Wert eins überschreiten. Aus zwei Gründen ist dies im untersuchten System dennoch zu beobachten. Für Meßwerte nahe dem Quotienten eins ist im Rahmen von Schwankungen damit zu rechnen. Zum anderen muß die Überhöhung des Signals aufgrund der Beimischung des polaren Kerr-Signals berücksichtigt werden (vgl. Kap. 7.2.2). Eine Kompensation des Beitrages wird durch Annahme eines Vorfaktors durchgeführt. Für eine Messung bei 3.8 ML (Abb. 26) wurde der Wert zu 0.6 bestimmt. Größere Vorfaktoren ergeben eine zu große Anzahl von Quotienten der Elliptizitäten größer als eins und können ausgeschlossen werden; kleinere Werte sind denkbar. Die Form der Meßkurve (Abb. 26) läßt jedoch vermuten, daß die Sättigungsmagnetisierung fast erreicht und somit der größtmögliche Faktor zu wählen ist. Diese Annahme wird durch den Verlauf der gemäß Gl. 37 transformierten Daten in Abb. 27 bestätigt; φ erreicht fast den Wert $\frac{\pi}{2}$, was der Sättigung entspräche.²⁰

²⁰Diese Bearbeitung der Daten führt zu dem Messpunkt bei 3.8 ML in Kap. 7.2.2.

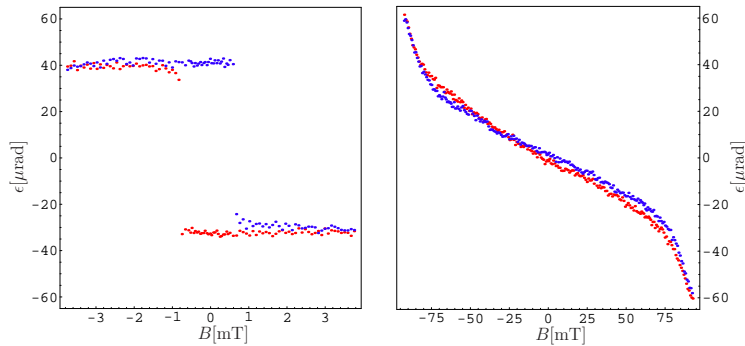


Abbildung 26: Hysteresekurven für die leichte (links) und die schwere (rechts) Richtung in einer 3.8 ML dicken Kobaltschicht.

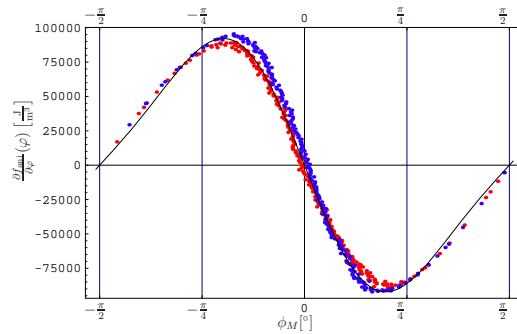


Abbildung 27: Transformierte Daten, gemäß Gl. 36, des Kerr-Signals in schwerer Richtung für eine Messung an einer 3.8 ML dicken Schicht, sowie die Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate.

Die Auftragung $M_S B(\varphi) \cos \varphi$ gegen φ kann mit Winkelfunktionen, die sich aus der Ableitung der Anisotropieentwicklung ergeben, mit der Methode der kleinsten Quadrate angepaßt werden. Das Resultat sind die Anisotropiekoefizienten.

Dieses Verfahren konnte für Filmdicken unterhalb von 5 ML angewandt werden und ergibt die in Abb. 25 dargestellten Meßpunkte für 3.6 ML und 5 ML. Die Anzahl der Messungen reicht jedoch nicht aus, um Aussagen über den Verlauf der Anisotropie in diesem Dickenbereich zu treffen.

7.2.4 Die Anisotropiekoeffizienten senkrecht zur Oberfläche

Zusätzlich zu den Messungen mit einem in der Ebene angelegten Feld sind die Eigenschaften in einem senkrechten Feld untersucht worden. Die senkrechte Anisotropie K_{\perp} wird gemäß Gl. 7 aus den gemessenen Hysteresekurven bestimmt und ist erwartungsgemäß groß. Die zur Verfügung stehenden Felder sind nicht ausreichend, um die Magnetisierung in eine senkrechte Orientierung zur Oberfläche zu bringen. Um die Anisotropie qualitativ bestimmen zu können, ist die Kenntnis der Elliptizität erforderlich. Die erwarteten polaren Kerr-Signale lassen sich aus denjenigen in der Ebene mit den Gleichungen 19 bis 22 berechnen [Qiu]. Es ergibt sich, daß die Elliptizität in Messungen senkrecht zur Oberfläche um den Faktor 7.3 größer ist, als diejenige in Messungen in der Ebene.

Mit diesem Wert konnte die senkrechte Anisotropie für verschiedene Dicken bestimmt werden.

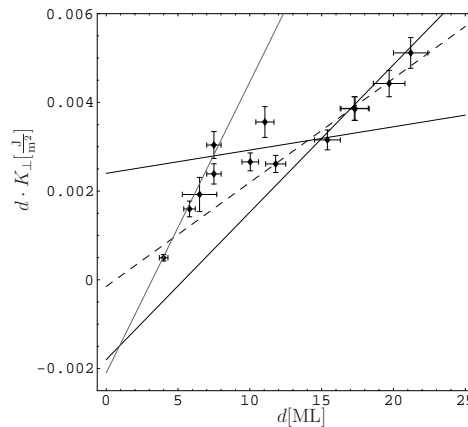


Abbildung 28: Produkt des senkrechten Anisotropiekoeffizienten mit der Filmdicke, aufgetragen gegen dieselbe, sowie lineare Anpassungen für die unterschiedlichen Dickenbereiche. Die gestrichelte Gerade ist eine Anpassung an die Daten > 15 ML mit einem festen Achsenabschnitt von $0.15 \cdot 10^{-3} \frac{\text{J}}{\text{m}^2}$. Aus dieser ergibt sich ein Volumenbeitrag von $(1.34 \pm 0.03) \cdot 10^6 \frac{\text{J}}{\text{m}^3}$ (vgl. Text).

Multipliziert mit der Dicke läßt sich diese wieder in Volumen- und Oberflächenanteil zerlegen. Die Ergebnisse sind in Abb. 28 zu sehen. Man erkennt deutlich zwei unterschiedliche Steigungen für sehr kleine bzw. sehr große

Dicken. Zwischen 8 ML und 14 ML ist der Volumenanteil der Anisotropie im Rahmen der Fehler mit Null verträglich. Für Dicken unter 8 ML ergibt sich

$$K_{\perp,V} = (3.6 \pm 0.5) \cdot 10^6 \frac{\text{J}}{\text{m}^3} \quad (38)$$

$$K_{\perp,S} = (-2.1 \pm 0.6) \cdot 10^{-3} \frac{\text{J}}{\text{m}^2}, \quad (39)$$

und für größere Dicken

$$K_{\perp,V} = (1.8 \pm 0.1) \cdot 10^6 \frac{\text{J}}{\text{m}^3} \quad (40)$$

$$K_{\perp,S} = (-1.7 \pm 0.4) \cdot 10^{-3} \frac{\text{J}}{\text{m}^2}. \quad (41)$$

Der Volumenanteil bei größeren Dicken (Gl. 40) ist vergleichbar mit der Formanisotropie von $\frac{1}{2}\mu_0 M_S^2 = 1.27 \cdot 10^6 \frac{\text{J}}{\text{m}^3}$. In diesem Dickenbereich haben folglich die lateralen Verspannungen sowie die Stufen nur noch geringen Einfluß auf den Volumenanteil der senkrechten Anisotropie (s.u.). Diese wird von der Formanisotropie, welche unabhängig von der Terrassenweite ist, dominiert. In beiden Anpassungen liegt der Oberflächenanteil um etwa eine Größenordnung über den Literaturwerten von $K_{\perp,S} = -0.15 \cdot 10^{-3} \frac{\text{J}}{\text{m}^2}$ [John] für Co auf Cu(001). Hält man diesen Oberflächenbeitrag in der Anpassung fest, ergibt diese bei größeren Filmdicken einen Volumenbeitrag der Anisotropie von $K_{\perp,V} = (1.33 \pm 0.03) \cdot 10^6 \frac{\text{J}}{\text{m}^3}$, welcher der Formanisotropie noch näher kommt.

Bei einer Dicke von 15 ML ändert sich sowohl die Anisotropie zur Flächennormalen als auch diejenige in der Ebene sowie die Koerzitivfeldstärke. In einem einfachen Modell nach [John] kann dieses Verhalten auf eine Änderung in der Verspannung des Films und somit der Morphologie zurückgeführt werden. Für 15 ML sind hiervon sowohl die senkrechte Anisotropie als auch diejenige in der Ebene betroffen. Im Gegensatz dazu ist eine Änderung bei 7 ML nur in der senkrechten Anisotropie zu beobachten.

Eine mögliche Erklärung ist für das dickenabhängige Verhalten der Anisotropiekoeffizienten ist:

Kobalt wächst pseudomorph auf den (001)-Terrassen der vizinalen Kupferoberfläche. Als Folge der Gitterfehlpassungen kommt es zu einer lateralen Expansion. Diese führt im einfachen, mechanischen Spannungsmodell²¹ zu einer

²¹Das Verhalten eines Materials unter (reversibler) mechanischer Belastung wird in der Elastizitätstheorie behandelt [Ash].

Kontraktion senkrecht zur Filmebene; der Abstand zwischen den Atomlagen nimmt ab. Als Folge davon kommt es zwischen Kobalt-Schichten auf verschiedenen Terrassen zu senkrechten Verspannungen an der Stufenkante. Die lokalisierte Verspannung wird auf den Film verteilt, indem der Atomlagen-Abstand zunimmt. Damit ergeben sich Verspannungen senkrecht zur Filmebene, die sich als Volumenterm in der Anisotropie bemerkbar machen. Ab sieben Monolagen setzt eine Rekonstruktion ein. Es werden Versetzungsebenen senkrecht zur Filmebene und parallel zu den Stufen eingebaut. Es stellt sich ein Zwischenlagenabstand von 1.75\AA ein [Clarke]. Diese Rekonstruktion hat praktisch keinen Einfluß auf die laterale Verspannung. Ab 15 ML setzt Spannungsabbau in der Ebene ein. Die Stufen führen zu einer zusätzlichen uniaxialen Verspannung. In dieser Richtung findet der Spannungsabbau zuerst statt. Ähnliches wird bei [Web96] vermutet. In der Ebene verbleibt die Verspannung senkrecht zu der Richtung des uniaxialen Spannungsabbaus. Die Koerzitivfeldstärke zeigt ab 15 ML ebenfalls einen deutlichen Anstieg.

7.2.5 Der Parameter r

Aus den kleineren Sprungfeldern und der Steigung der Hystereseurve in schwerer Richtung konnten im Abschnitt 7.2.3 (nach den Gln. 17 und 18) die Anisotropiekoeffizienten a und b bestimmt werden. Das Verhalten der Magnetisierung unter dem Einfluß äußerer Felder in leichter und schwerer Richtung kann mit dem Parameter $r = \frac{a}{b}$ beschrieben werden. Mit r kann dem untersuchten System für jede Filmdicke ein Punkt im Phasendiagramm (Abb. 6) aus Kap. 4 zugewiesen werden. Da das Phasendiagramm auf allgemeinen Überlegungen basiert, können unabhängig vom untersuchten System Aussagen über das Anisotropieverhalten getroffen werden. So kann z.B. über die Dickenabhängigkeit von r der Bereich der Spinreorientierung extrapoliert werden, ohne daß dessen Grenzen direkt bestimmt werden müssen. Derartige Informationen können die Dickenbereiche für weitere Messungen eingrenzen.

Unterhalb von 27 ML konnte r für verschiedene Schichtdicken bestimmt werden (Abb. 29). In diesem Dickenbereich ergeben sich die Bezeichnungen “leicht” und “schwer” wie sie bisher verwendet wurden, d.h. die leichte Richtung ist parallel und die schwere senkrecht zu den Stufen. Zwischen 12 ML und 24 ML sind Hystereseschleifen in einem von Null verschiedenen Feld zu beobachten. Damit lassen sich die Anisotropiekoeffizienten a , b und somit r berechnen. Es ist $-6 < r < -2$, wie in Abb. 29 zu sehen. Man erwartet, daß

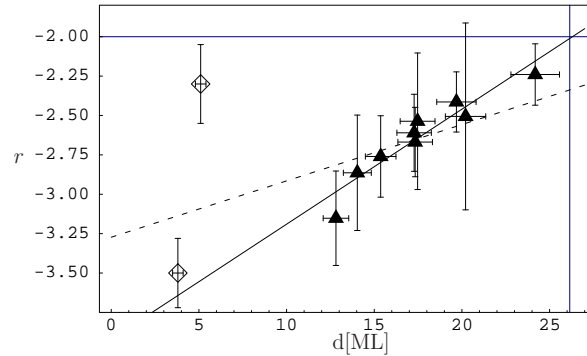


Abbildung 29: Der Parameter r für unterschiedliche Schichtdicken. Die Werte \blacktriangle konnten im Bereich der Koexistenz unter Zuhilfenahme der Sprungfelder bestimmt werden, die Meßpunkte \diamond ergeben sich aus der im Text beschriebenen linearen Anpassung zweier Hysteresekurven ohne erkennbares Sprungfeld. Weiterhin ist für die Daten größer 12 ML die Anpassung einer Geraden (durchgezogen) dargestellt. Der Quotient aus a und b mit den Daten aus Kap. 7.2.3 ergibt die gestrichelte Gerade.

die in Kap. 7.2.3 vorgenommenen Anpassungen für a und b im Quotienten auch den Verlauf von r richtig wiedergeben. Dieses ist jedoch nicht der Fall. Für die Anpassung der Geraden in Abb. 29 wurde das Modell

$$r(d) = \frac{a_V \cdot d + a_S}{b_S} \quad (42)$$

benutzt. Analog zu den Ergebnissen aus dem Kapitel 7.2.3 wird nur ein Oberflächenanteil in b aber Oberflächen- und Volumenanteil in a verwendet. Aus dieser Anpassung lassen sich bei festem $b_S = (1.65 \pm 0.21) \cdot 10^{-4} \frac{\text{J}}{\text{m}^2}$ aus Kap. 7.2.3 der Volumen- und Oberflächenanteil von a neu berechnen. Da der Fehler von b_S deutlich kleiner als derjenige von a_V ist (Kap. 7.2.3), bietet r einen weiteren Zugang zum Anisotropiekoeffizienten erster Ordnung. Es ergibt sich

$$a_V = (-6.9 \pm 1.3) \cdot 10^4 \frac{\text{J}}{\text{m}^3} \quad (43)$$

$$a_S = (6.5 \pm 0.9) \cdot 10^{-4} \frac{\text{J}}{\text{m}^2}. \quad (44)$$

Die Diskrepanz zwischen den verschiedenen Anpassungen kann darauf zurückgeführt werden, daß statistische Schwankungen bei der Trennung von a und b stark

ins Gewicht fallen im Quotienten jedoch herausgemittelt werden. Die Verwendung des Parameters r kann zusätzlich damit gerechtfertigt werden, daß die Anpassung an diesen eine magnetisch leichte Richtung senkrecht zu den Stufen für Dicken > 26 Monolagen vorhersagt, da dort $-2 < r$ ist. Eine Messung für 27 ML (Abb. 23) zeigt entsprechend dieser Vorhersage eine fast rechteckige Hysteresekurve für eine Messung senkrecht zu den Stufen. Diese Richtung ist oberhalb von 26 ML also tatsächlich magnetisch leicht.

Für Filmdicken unterhalb von 5 ML ist eine Bestimmung der Anisotropiekoeffizienten mit der in Kap. 7.2.3 angeführten Methode möglich. Auch hier kann aus a und b berechnet werden, daß $-6 < r < -2$ ist. Für hinreichend große Felder sollten folglich auch hier Hystereseschleifen in einem von Null verschiedenem Feld in schwerer Richtung zu beobachten sein. Trotz vergleichbarer Fehler aus der linearen Anpassung ist der Wert bei 3.8 ML zuverlässiger als derjenige bei 5 ML. Dieses liegt am Konzept der Berechnung, welches darauf basiert, Abweichungen von der Linearität der schweren Richtung zu vermessen. Je deutlicher diese sind, desto zuverlässiger ist die Methode (sofern keine Unstetigkeiten in der Hysteresekurve auftreten).

Der Wert bei 3.8 ML ist mit der linearen Fortsetzung der Anpassung bei größeren Dicken verträglich. Die Resultate der Messung an 5 ML liegen sowohl für r , als auch für b im Wertebereich der Ergebnisse für größere Schichtdicken. Es sollten somit Hystereseschleifen zu beobachten sein. Dieses ist nicht der Fall. Das Ergebnis für 5 ML muß nach Vergleich mit den anderen Werten falsch sein.

Vielmehr beobachtet man folgendes Verhalten:

Für kleine Dicken unter 5 ML ist eine Abweichung von der Linearität der schweren Richtung zu erkennen (Abb. 26). Für Schichtdicken von 5 ML bis 12 ML zeigt sich im Rahmen der Fehler das Verhalten einer uniaxialen schweren Richtung (Abb. 30). Für $r < -6$ sollten keine Hystereseschleifen in schwerer Richtung zu beobachten sein. Die zur Verfügung stehenden Felder ermöglichen es jedoch nicht, den Wert von r in diesem Dickenbereich zu bestimmen. Oberhalb von 12 ML treten Hystereseschleifen bei von Null verschiedenen Feldern auf (Abb. 16). Für 27 ML hat sowohl die Richtung parallel zu den Stufen wie auch diejenige senkrecht dazu den Charakter einer leichten Richtung. Hier ist folglich $-2 < r$, wie man es aus dem Dickenbereich zwischen 12 ML und 24 ML vorhersagen kann.

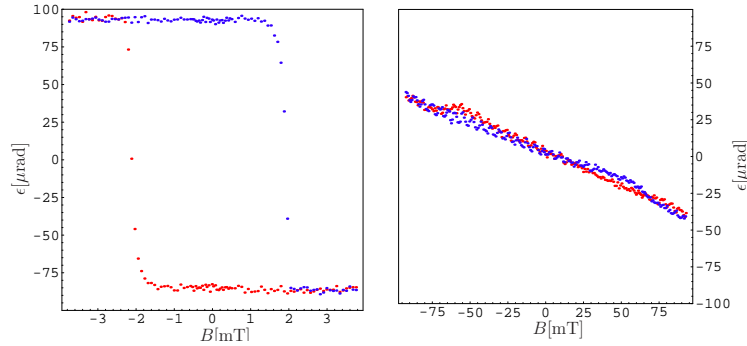


Abbildung 30: Hysteresekurven für die leichte (links) und die schwere (rechts) Richtung in einer 7 ML dicken Kobaltschicht.

In die Berechnung der Anisotropiekoeffizienten geht nur die Steigung der Hysteresekurve im Ursprung, sowie das untere Sprungfeld ein. Die Berechnung des oberen Sprungfeldes aus a und b liefert mit der Theorie [Mill] konsistente Ergebnisse. Das reale Sprungfeld ist immer kleiner als das theoretisch maximal erreichbare (Gl. 16). Der Unterschied ist um so deutlicher, je größer die Filmdicke ist, wie in Abb. 31 zu sehen. Da der vorzeitige Sprung die Folge von Feldinhomogenitäten und nicht perfekter magnetischer Schichten ist, wird dieser Trend erwartet.

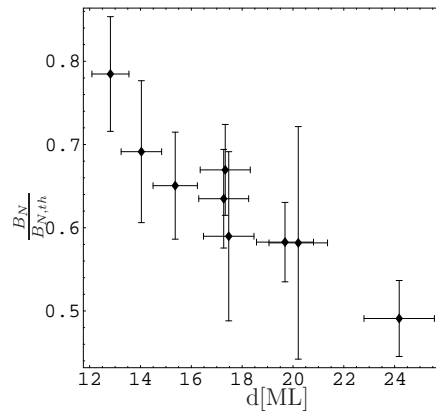


Abbildung 31: Änderungen des oberen Sprungfeldes B_N in Relation zum theoretischen $B_{N,th}$ mit der Dicke.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Mit dem magnetooptischen Kerr-Effekt wurden die Eigenschaften ultradünner Kobaltfilme auf Kupfer (1 1 13) untersucht. Für Schichtdicken unterhalb von 14 ML zeigt das System eine deutliche uniaxiale Anisotropie in der Ebene. Zwischen 14 ML und 27 ML findet man einen Bereich, der eine feldgetriebene Spinreorientierung zeigt. Diese konnte genutzt werden, um im Rahmen eines Modells (Kap. 4) die Anisotropiekoeffizienten bis zur zweiten Ordnung, sowie deren Dickenabhängigkeit zu bestimmen. Es konnte gezeigt werden, daß die Annahmen des zugrundeliegenden Modells zu konsistenten und plausiblen Ergebnissen führen. Im Bereich von 27 ML bis 32 ML ist keine feldgetriebene Spinreorientierung zu beobachten [Wigg]. Jenseits von 32 ML Kobalt auf Kupfer findet das Modell wieder Anwendung. Messungen von [Wigg] werden zeigen in wie weit das magnetische Verhalten dort mit demjenigen unterhalb von 27 ML konform ist.

Untersuchungen der magnetischen Anisotropie im senkrechten Feld haben gezeigt, daß es zwei Arten von Verspannungen geben muß, die unterschiedlich abgebaut werden. Von diesen Verspannungen hat nur eine Einfluß auf die Anisotropie in der Ebene.

Die gängige Annahme, die Magnetisierung liege in der (1 1 13)-Oberfläche, erwies sich als falsch. Es konnte gezeigt werden, daß sich die Magnetisierung unter dem Einfluß äußerer Felder in einer Ebene dreht, die mit derjenigen der Terrassen identisch ist. Mit zunehmender Dicke verringert sich der Verkipfungswinkel der Orientierung der Magnetisierung in die (1 1 13)-Oberfläche. Die übliche Annahme hat nur im Fall großer Schichtdicken Gültigkeit.

Die in dem Jahr der Diplomarbeit gefundenen Erkenntnisse zum System Kobalt auf Kupfer haben, wie es so oft der Fall ist, wieder neue Fragen aufgeworfen, so z.B. nach dem Ursprung der verschiedenen Anisotropiebeiträge und den verschiedenen Verspannungen. Obwohl es sich um eine vielfach untersuchte Materialkombination handelt, wird deutlich, daß der Erkenntnisprozeß nie endet.

Da die Kenntnisse über Anisotropien zu dem fundamentalen Verständnis von Magnetismus und magnetischer Eigenschaften notwendig sind, werden auch weiterführende Arbeiten in diesem Themenbereich nicht an Bedeutung verlieren.

9 Danksagung

Ich danke allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe G für die gute Zusammenarbeit.

Ich bin Herrn Prof. Dr. H. P. Oepen für eine spannende und äußerst interessante Aufgabenstellung zu Dank verpflichtet. Seine Begeisterung für die Physik, meine Experimente und die daraus resultierenden Ergebnisse hat mich stets motiviert.

Ich danke meiner Betreuerin Frau Dr. S. Pütter für ihre Denkanstöße, welche mir zur rechten Zeit aus gedanklichen Sackgassen halfen. Ihre fast vierundzwanzigstündige Erreichbarkeit war bei langwierigen Experimenten von unbeschreiblichem Nutzen.

Frau Dr. E. Vedmedenko danke ich für viele fruchtbare Diskussionen. Ihre stete Neugier hat mich angespornt meine Ergebnisse noch weiter zu hinterfragen.

Für die interessanten Stunden im Labor und viele Diskussionen danke ich Herrn M. Wiggers. Seine weiterführenden Experimente und deren Ergebnisse halfen meine Erkenntnisse zu erweitern.

Besonders bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. R. Wiesendanger dafür, daß er sich so kurzfristig bereiterklärt hat, das zweite Gutachten zu dieser Arbeit anzufertigen.

Ich danke den Mitgliedern der Arbeitsgruppe R, deren Hilfsbereitschaft viele Arbeiten verkürzte oder gar erst ermöglichte.

Frau P. Roth danke ich für ihre permanente Hilfe im Universitätsalltag.

Mein Dank gilt auch der Elektronik- und der Feinmechanischen-Werkstatt, ohne die ein Arbeiten am Institut für Angewandte Physik nicht denkbar ist.

Ich danke T. Schönborn für seine Hilfe während der Korrektur der Arbeit sowie O. Lutz für seine Kenntnisse im Setzen von Texten. Das Interesse beider an meiner Arbeit war mir eine Hilfe.

Literatur

- [Ahar] Amikam Aharoni: Introduction to the Theory of Ferromagnetism. Clarendon Press, Oxford, 1998
- [Ash] N.W. Ashcroft, N.D. Mermin: Solid State Physics. Saunders College Publishing. International Ed. 1976
- [Azz] R.M.A. Azzam, N.M. Bashara: Ellipsometrie and polarized Light. North-Holland Publishing Company 1979
- [Chen] J. Chen und J.L. Erskine, Phys. Rev. Let. 68(1992)1212
- [Chik] Soshin Chikazumi: Physics of Ferromagnetism 2nd Ed. Clarendon Press, Oxford, 1997
- [Chu] D.S. Chuang, C.A. Ballentine und R.C. O'Handley, Phys. Rev. B 49(1994)15084
- [Clarke] A. Clarke, G. Jennings, R.F. Willes, P.J. Rous und J.B. Pendry, Surf. Sci. 187(1987)327-338
- [Ding] H.F. Ding, S. Pütter, H.P. Oepen und J. Kirschner, JMMM 202(2000)L5
- [Freis] M.J. Freiser, IEEE Transactions on Magnetics Mag-4, No. 2 (Jun 1968) 152
- [Gehr] B. Gehring: Untersuchung zum Wachstum und Magnetismus von ultradünnen Kobaltfilmen auf einer gestuften Kupfer(111 $\bar{7}$)-Oberfläche. Diplomarbeit eingereicht bei der RWTH Aachen 1993
- [Gies95] M. Giesen, F. Schmitz und H. Ibach, Surf. Sci. 336(1995)269
- [Gies2000] M. Giesen und T.L. Einstein, Surf. Sci. 449(2000)191
- [Handb] CRC Handbook of Chemistry and Physics, 76th Ed. CRC Press, Boca Raton, 1995-1996
- [Hub] A. Hubert: Kerroptische Mikroskopie, 24. IFF Ferienkurs, Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen 1993
- [IBM] <http://www.ibm.com>

- [Jiang] Q.Jiang, J.N.Yang und G.C.Wang, Surf. Sci. 373(1997)181-194
- [John] M.T.Johnson, P.J.K.Bloemen, F.J.A.denBroeder und J.J.deVries, Rep. Prog. Phys. 59(1996)1409-1458
- [Kief91] M.T.Kief,G.J.Mankey und R.F.Willis, J. Appl. Phys. 69(1991)5000
- [Knell] E.Kneller: Ferromagnetismus, Springer 1962
- [Kum] P.S.A.Kumar und J.C.Lodder, J. Phys. D 33(2000)2911
- [Lüth] H.Lüth: Surfaces and Interfaces of Solids, 2nd Ed. Springer 1993
- [Mill] J.T.Millev, H.P.Oepen und J.Kirschner, Phys. Rev. B 57(1998)5837
- [Nolt86] W.Nolting: Quantentheorie des Magnetismus Bd.1. B.G. Teubner, Stuttgart 1986
- [Nolt94] W.Nolting: Grundkurs: Theoretische Physik Bd.3, Elektrodynamik, 2. Aufl., Zimmermann-Neufang 1994
- [Oep92] A. Berger,U.Linke und H.P.Oepen, Phys. Rev. Let. 68(1992)839
- [Oep95] H.P.Oepen, S. Knappmann, W.Wulfhekel, JMMM 148(1995)90-92
- [Oep2000] H.P.Oepen,Y.T.Millev,H.F.Ding,S.Pütter und J.Kirschner, Phys. Rev. B 61(2000)9506
- [Osg] R.M.Osgood III, K.T.Riggs, A.E.Johnson, J.E.Mattson, C.H.Sowers und S.D.Bader, Phys. Rev. B 56(1997)2627
- [Püt] S.Pütter: Spinreorientierungsübergänge in ultradünnen Filmen: Der Einfluß von äußeren Feldern. Dissertation, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, April 2000
- [Qiu] Z.Q.Qiu und S.D.Bader in Nonlinear Optics in Metals. Herausgegeben von K.H.Bennemann Clarendon Press Oxford 1998. Chapter 1
- [Schind] E.Schindler, Th.Koop, A.Kazimirov, G.Scherb, J.Zegenhagen, Th.Schultz, R.Feidenhans'l und J.Kirschner, Surf. Sci. 465(2000)L783
- [Suciu] A.Suciu: Untersuchung des epitaktischen Wachstums von dünnen Kobaltschichten auf Cu(001)- und Au(111)-Substraten, Diplomarbeit eingereicht bei der RWTH Aachen 1991

- [Web96] W.Weber, A.Bischof und R.Allenspach, Phys. Rev. B 54(1996)4075
- [Wigg] M.Wiggers: Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg, vorraussichtlich Mai 2001
- [Wulf94] W.Wulfhekel: Magnetische Eigenschaften von ultradünnen Kobaltfilmen auf einer gestuften Kupferoberfläche. Diplomarbeit vorgelegt der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn 1994
- [Wulf96] W.Wulfhekel, S.Knappmann und H.P.Oepen, J. Appl. Phys. 79(1996)988
- [Zak] J.Zak, E.R.Moog, C.Liu und S.D.Bader, JMMM 89(1990)107

Hiermit versichere ich, die Arbeit selbstständig verfaßt und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben.

(Nikolai Mikuszeit)

Hamburg, den 30.03.2001