



MOKE-Untersuchungen an ferromagnetischen Metallschichten

Diplomarbeit

Autor: Tobias Becker

Betreuer: Prof. Dr. Joachim Wollschläger

Abgabe am 15.10.2008

Hiermit versichere ich, diese Diplomarbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt zu haben.

Osnabrück, den 15. Oktober 2008

(Tobias Becker)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Theorie zum magnetooptischen KERR-Effekt	3
2.1.1	Was ist der magnetooptische KERR-Effekt?	3
2.1.2	Die verschiedenen MOKE-Geometrien	4
2.1.3	Definition des KERR-Winkels und der KERR-Elliptizität	5
2.1.4	Der komplexe KERR-Winkel	8
2.1.5	Proportionalität der Nichtdiagonalelemente des Dielektrizitätstensors zur Magnetisierung	9
2.1.6	Vektor-MOKE	12
2.2	Grundlagen zum Magnetismus	14
2.2.1	Ferromagnetismus	14
2.2.2	Magnetisierungsrichtung und Anisotropien	16
2.2.3	Domänenstruktur	17
2.2.4	Die Magnetisierungskurve	19
2.3	Verwendete Materialien	22
2.3.1	Glas	22
2.3.2	Cobalt	22
2.3.3	Silizium	22
2.3.4	Magnesiumoxid	23
2.3.5	Eisen	23
2.4	Einführung in die Theorie zum Schichtwachstum	24
2.4.1	Grundlagen zum Schichtwachstum	24
2.4.2	Das System Cobalt auf Glas	26
2.4.3	Das System Eisen auf Magnesiumoxid	26
2.5	Weitere Messverfahren	27
2.5.1	RÖNTGEN-Reflektometrie und RÖNTGEN-Beugung	27
2.5.2	Rasterkraftmikroskopie	28
2.5.3	RÖNTGEN-induzierte Photoelektronenspektroskopie	29

3	Experimentelle Grundlagen	31
3.1	Verwendung der MOKE-Apparatur	31
3.1.1	Aufbau der MOKE-Apparatur	31
3.1.2	Messablauf	32
3.1.3	Darstellungsmöglichkeiten von Messergebnissen	33
3.2	UHV-Bedingungen	37
3.2.1	Aufbau der UHV-Kammer	37
3.2.2	Der Verdampfer	39
3.3	Probenpräparation und Schichtdickenbestimmung	41
3.3.1	Cobalt auf Glas	41
3.3.2	Eisen auf Magnesiumoxid	42
4	Experimentelle Ergebnisse	43
4.1	Fehlerbestimmung	43
4.1.1	Gezielte Fehlpositionierung der Probe im Magnetfeld	43
4.1.2	Gezielte Fehlpositionierung des PEM innerhalb des Strahlengangs	44
4.1.3	Auswertung von Langzeitmessungen	46
4.1.4	Gleichmäßigkeit einer magnetischen Vorzugsrichtung auf den Co-Proben	49
4.1.5	Test an einer Siliziumschicht	50
4.1.6	Diskussion der Messergebnisse	51
4.2	Untersuchung der Gründe für das Entstehen von magnetischen Vorzugsrichtungen beim System Cobalt auf Glas	52
4.2.1	Betrachtung des gesamten Glasplättchens	52
4.2.2	Vergleich der magnetischen Vorzugsrichtung in Abhängigkeit von den Schichtdicken	54
4.2.3	Einfluss auf die magnetische Vorzugsrichtung nach dem Tausch des Verdampfers	55
4.2.4	Abhängigkeit der magnetischen Vorzugsrichtungen von Spannungseinflüssen innerhalb des Glassubstrats	55
4.2.5	Einfluss von Kratzern auf die magnetische Vorzugsrichtung . . .	56
4.2.6	Struktur von Cobalt auf Glas	57
4.2.7	Diskussion der Messergebnisse	58
4.3	Alterung von Cobaltschichten	60

4.3.1	Die Cobaltprobe ohne Siliziumschutz	60
4.3.2	Die erste Cobaltprobe mit Siliziumschutz	61
4.3.3	Die zweite Cobaltprobe mit Siliziumschutz	63
4.3.4	AFM-Messungen an den drei Alterungsproben	65
4.3.5	Diskussion der Messergebnisse	67
4.4	Messung an Eisen auf Magnesiumoxid	69
4.4.1	Polaraufnahme der Probe	69
4.4.2	Vektor-MOKE an der Fe/MgO-Probe	72
4.4.3	AFM-Messung an der Fe/MgO-Probe	77
4.4.4	Diskussion der Messergebnisse	78
5	Zusammenfassung und Ausblick	79
A	Anhang	81
A.1	Daten zu den XRR-Messungen	81
A.2	Sputter-XPS Messungen	85
A.3	Auflistung der in dieser Arbeit verwendeten Proben	87
	Literatur	91
	Abbildungsverzeichnis	96

1 Einleitung und Motivation

Magnetische Schichten werden im Alltag immer wichtiger. Sie sind heute schon in den Leseköpfen von Computerfestplatten als Magnetfeldsensoren zu finden. Zusätzlich sollen magnetische Schichten im Speicher (MRAM: Magnetoresistive Random Access Memory) von Computern an Bedeutung gewinnen.

Das Prinzip, auf dem die Magnetfeldsensoren von Festplatten basieren, ist der Riesenmagnetwiderstand, auch GMR-Effekt (Giant Magneto Resistance) genannt. Diesen entdeckten zeitgleich im Jahr 1988 Peter GRÜNBERG [1] am Forschungszentrum Jülich und Albert FERT [2] an der Universität Paris-Süd. Erstmals wurde dieser Effekt an einem Schichtsystem aus Fe/Cr/Fe festgestellt. Im Allgemeinen tritt der GMR-Effekt immer dann auf, wenn zwei ferromagnetische Schichten von einer nur wenige Nanometer dünnen nicht-ferromagnetischen, aber elektrisch leitenden Schicht getrennt sind. Durch Magnetisierung der beiden ferromagnetischen Schichten in unterschiedlicher Richtung wird erreicht, dass das Schichtsystem einen erhöhten elektrischen Widerstand aufweist. Bei Magnetisierung der beiden Schichten in dieselbe Richtung fällt der elektrische Widerstand jedoch wesentlich geringer aus.

Für die Entwicklung von MRAMs wird ein sehr ähnlicher Effekt ausgenutzt. Hier handelt es sich um den sogenannten TMR-Effekt (Tunnel Magneto Resistance), bei dem die elektrisch leitende Schicht durch einen Isolator ersetzt wird. Der TMR-Effekt wurde schon im Jahr 1975 von JULLIERE entdeckt [3]. Bei diesem Effekt kann durch gezielte Stellung der Magnetisierung innerhalb der ferromagnetischen Schichten ein Binärcode gespeichert werden. Es wird dabei ausgenutzt, dass bei antiparalleler Ausrichtung der Magnetisierung innerhalb der ferromagnetischen Schichten nur eine geringe Tunnelwahrscheinlichkeit für die Elektronen durch die Isolationsschicht vorhanden ist, während sie bei paralleler Stellung der Magnetisierung sehr hoch ist. Der Vorteil des MRAM liegt an seiner nichtflüchtigen Speichertechnik, sodass Dateninformationen auch ohne Spannungsversorgung nicht verloren gehen.

Für magnetische Schichten und Schichtsysteme existieren unterschiedliche Untersuchungsaspekte die für die Anwendung wichtig sind. Einer dieser Aspekte ist das schnelle „Schalten“ von magnetischen Bauteilen. Dies ist deshalb interessant, da langsames „Schalten“ für die Nutzung elektrischer Bauteile von Nachteil wäre. Hier muss für magnetische Schichten ein Magnetfeld gesucht werden, in dem sich die Magnetisierung schnell ändern lässt. Weiterhin ist es von Interesse, die magnetische Struktur eines Materialsystems zu untersuchen, da diese eine Aussage darüber liefert, in welche Richtung sich ein Materialsystem schwer bzw. leicht magnetisieren lässt. Für die Verwendung solcher magnetischer Schichten oder Schichtsysteme müssen diese außerdem dahingehend untersucht werden, ob und wie sie ihre magnetischen Eigenschaften mit zunehmender Alterungszeit ändern.

In dieser Arbeit wird zur Untersuchung von magnetischen Eigenschaften von verschiedenen Proben der magnetooptische KERR-Effekt genutzt. Die genannten Untersuchungsaspekte des schnellen „schaltens“ von Magnetisierungen, die magnetische Struktur und

Alterungserscheinungen lassen sich mit dem MOKE untersuchen.

Die theoretischen Grundlagen zu dieser Diplomarbeit befinden sich in Kapitel 2. Hier wird auf den magnetooptischen KERR-Effekt eingegangen. Zusätzlich werden auch der Ferromagnetismus, das Wachstum von Schichten und die Eigenschaften der verwendeten Materialien besprochen. Zuletzt befindet sich in diesem Kapitel auch noch eine kurze Vorstellung weiterer Messmethoden, welche im Verlauf dieser Arbeit verwendet werden. Anschließend befasst sich Kapitel 3 mit den experimentellen Grundlagen dieser Arbeit. Hier wird der Aufbau des MOKE vorgestellt. Zudem wird auf die verschiedenen Darstellungsmöglichkeiten der Messergebnisse eingegangen. Anschließend werden die Grundlagen zur Präparation von magnetischen Proben im Ultrahochvakuum erklärt. Ebenso wird die Schichtdickenbestimmung der Proben erläutert. In Kapitel 4 werden die gefundenen Messergebnisse vorgestellt. Diese beinhalten einen umfangreichen Test der MOKE-Apparatur, Untersuchungen zur Entstehung von magnetischen Vorzugsrichtungen von Cobalt auf Glas und den Einflüssen durch die Alterung dieser magnetischen Schichten. Zuletzt werden noch einige Messreihen an einer Fe/MgO-Probe durchgeführt. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der Messungen und einem Ausblick in Kapitel 5.

2 Theoretische Grundlagen

Als Einleitung in die Theorie werden in Kapitel 2.1 die Grundlagen zum magneto-optischen KERR-Effekt erläutert. In Kapitel 2.2 wird auf den Ferromagnetismus eingegangen. Bevor in Kapitel 2.4 das Wachstum von Schichten behandelt wird, befasst sich Kapitel 2.3 mit den verwendeten Materialien und Substraten. Zum Schluss werden in Kapitel 2.5 weitere Messverfahren angesprochen, welche während der Diplomarbeit genutzt werden.

2.1 Theorie zum magneto-optischen KERR-Effekt

In diesem Kapitel wird der magneto-optische KERR-Effekt vorgestellt. Hierzu wird in dem Abschnitt 2.1.1 das Prinzip des KERR-Effekts erläutert und in Abschnitt 2.1.2 auf die verschiedenen MOKE-Geometrien eingegangen. Abschnitt 2.1.3 definiert den KERR-Winkel und die KERR-Elliptizität. In den Abschnitten 2.1.4 und 2.1.5 wird deren Proportionalität zur Magnetisierung gezeigt. Anschließend werden die Grundlagen zum Vektor-MOKE in Abschnitt 2.1.6 erklärt.

2.1.1 Was ist der magneto-optische KERR-Effekt?

Im Jahr 1876 entdeckte John KERR (1824 bis 1907) den nach ihm benannten magneto-optischen KERR-Effekt (kurz: MOKE) [4]. Der Effekt zeichnet sich dadurch aus, dass sich die Polarisation von linear polarisiertem Licht ändert, wenn es von einer magnetisierten Oberfläche reflektiert wird.

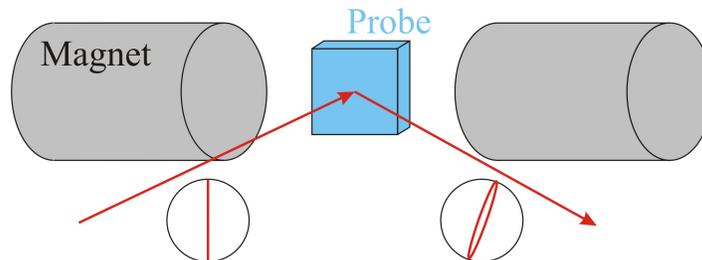


Abbildung 2.1: Prinzip des magneto-optischen KERR-Effekts. An einer magnetisierten Probe ändert sich das einstrahlende, linear polarisierte Licht während der Reflexion zu gedrehtem, elliptisch polarisiertem Licht.

Wie man in der Abbildung 2.1 erkennen kann, dreht sich die Polarisation des reflektierten Lichtstrahls und es entsteht elliptisch polarisiertes Licht. Es ist möglich, zwei relevante Größen für diesen Effekt zu bestimmen. Zum Einen ist dies der so genannte KERR-Winkel, der die Drehungen der Polarisationsachse beschreibt. Zum Anderen die KERR-Elliptizität, welche ein Maß für die elliptische Polarisation darstellt (siehe Ka-

pitel 2.1.3). Sowohl der KERR-Winkel als auch die KERR-Elliptizität sind in der ersten Näherung proportional zur Magnetisierung der Probe (siehe Kapitel 2.1.5).

2.1.2 Die verschiedenen MOKE-Geometrien

Für die Anwendung des magnetooptischen KERR-Effekts gibt es mehrere verschiedene geometrische Anordnungen. Diese werden nach Ausrichtung des äußeren Magnetfeldes zur Probenoberfläche und zur Einfallsebene des Lichts getrennt. Es ist möglich in drei Geometrien zu unterscheiden (siehe Abbildung 2.2).

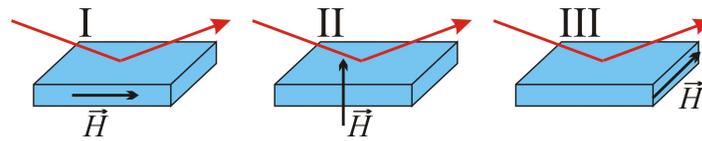


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der verschiedenen MOKE-Geometrien. Diese zeichnen sich durch die Lage des äußeren Magnetfeldes \vec{H} zur Probenoberfläche und zur Einfallsebene des Lichts aus. I: longitudinaler MOKE, II: polarer MOKE, III: transversaler MOKE.

I: longitudinaler MOKE (LMOKE)

Im Fall des longitudinalen MOKEs ist das äußere Magnetfeld \vec{H} sowohl parallel zur Oberfläche der Probe als auch zur Einfallsebene des Lichts gerichtet. Aus diesem Grund kann man mit dem LMOKE bevorzugt Proben untersuchen, welche sich parallel zur Oberfläche (in-plane) magnetisieren lassen. Der Effekt wird messbar durch die KERR-Drehung und die KERR-Elliptizität.

II: polarer MOKE (PMOKE)

Beim polaren MOKE wird das äußere Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche, aber parallel zur Einfallsebene des Lichts ausgerichtet. Hierdurch lassen sich Magnetisierungen die aus der Probenoberfläche herausgerichtet sind (out-of-plane), sehr gut feststellen. Wie beim LMOKE existiert hier eine KERR-Elliptizität und ein KERR-Winkel.

III: transversaler MOKE (TMOKE)

Bei dieser MOKE-Geometrie wird das äußere Magnetfeld so ausgerichtet, dass es parallel zur Probenoberfläche, aber senkrecht zur Einfallsebene des Lichts liegt. Wie beim LMOKE können hier Proben vermessen werden, welche sich bevorzugt in der Probenoberfläche magnetisieren lassen. Allerdings kann man beim TMOKE keine KERR-Drehung und KERR-Elliptizität feststellen, sondern lediglich eine Änderung der Intensität des Lichts.

Da während dieser Arbeit nur Messungen mit einer longitudinalen MOKE-Geometrie durchgeführt werden, ist in späteren Kapiteln ausschließlich diese Geometrie von Bedeutung.

2.1.3 Definition des KERR-Winkels und der KERR-Elliptizität

Beim magnetooptischen KERR-Effekt unterscheidet man zwischen zwei verschiedenen, messbaren Größen. Diese sind abhängig von der Polarisationsänderung des reflektierten Lichts relativ zum einfallenden Licht (siehe Abbildung 2.3) und werden KERR-Winkel θ_K sowie KERR-Elliptizität e_K genannt.

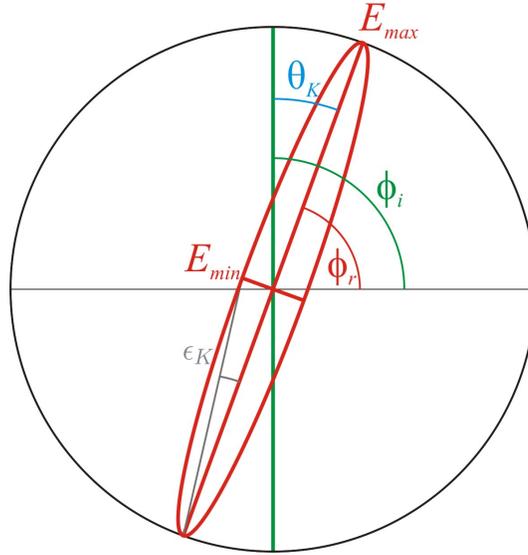


Abbildung 2.3: Die relevanten Größen beim MOKE. θ_K : KERR-Winkel, ϵ_K : KERR-Elliptizitätswinkel, $\phi_{i,r}$: Winkel der Hauptpolarisationsachse, $E_{min,max}$: Maß für die Ellipsenachsen. In grün ist die Polarisation des einfallenden Lichtstrahls (i), in rot die Polarisation des reflektierten Lichtstrahls (r) dargestellt.

Der KERR-Winkel ist als Differenz der Winkel zwischen der Hauptachse der Polarisation des reflektierten Lichts (ϕ_r) und der Polarisationsachse des einfallenden Lichts (ϕ_i) definiert und lautet somit

$$\theta_K = \phi_r - \phi_i \quad . \quad (2.1)$$

Für den KERR-Elliptizitätswinkel ϵ_K und die KERR-Elliptizität e_K gilt

$$e_K = \tan(\epsilon_K) = \frac{E_{min}}{E_{max}} \quad . \quad (2.2)$$

Für kleine Elliptizitätswinkel ist $e_K \approx \epsilon_K$.

Das einfallende, linear polarisierte Licht setzt sich aus zwei zirkular polarisierten Anteilen zusammen. Die beiden zirkular polarisierten Lichtanteile rotieren in entgegengesetzter Richtung und haben dabei die gleiche Amplitudengröße, welche sich weder räumlich noch zeitlich ändert. Dies ist in Abbildung 2.4 zu erkennen.

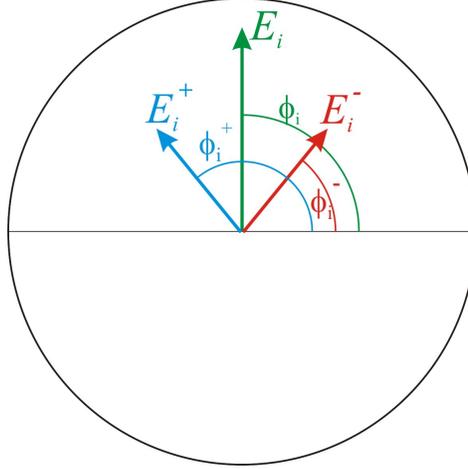


Abbildung 2.4: Einfallendes, linear polarisiertes Licht (grün). Blau kennzeichnet die Größen für den links drehenden, rot die Größen für den rechts drehenden Polarisationsanteil. Bei $E_i^{+,-}$ handelt es sich jeweils um den Anteil des elektrischen Feldvektors mit der Phase $\phi_i^{+,-}$. E_i ist die resultierende Polarisation mit der Phase ϕ_i .

$\phi_i^{+,-}$ steht für die nach links (+) und die nach rechts (-) drehende Phase. Mit $E_i^{+,-}$ sind jeweils die Einzelkomponenten des zirkular polarisierten Lichts gemeint. E_i bezeichnet das zusammengesetzte linear polarisierte Licht mit der Phase ϕ_i .

Weiterhin gilt für die zirkular polarisierten Anteile

$$E^+ = |E^+| e^{i\phi^+} , \quad (2.3)$$

$$E^- = |E^-| e^{-i\phi^-} . \quad (2.4)$$

Die Polarisation des reflektierten Lichts ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Für die Phase des einfallenden und des reflektierten Lichts gilt

$$\phi_i = \frac{\phi_i^+ + \phi_i^-}{2} , \quad (2.5)$$

$$\phi_r = \frac{\phi_r^+ + \phi_r^-}{2} . \quad (2.6)$$

Da nach Gleichung 2.1 der KERR-Winkel die Differenz zwischen ϕ_r und ϕ_i ist, kann man

$$\theta_K = \frac{\phi_r^+ + \phi_r^-}{2} - \frac{\phi_i^+ + \phi_i^-}{2} \quad (2.7)$$

$$= \frac{\phi_r^+ - \phi_i^+}{2} + \frac{\phi_r^- - \phi_i^-}{2} \quad (2.8)$$

folgern.

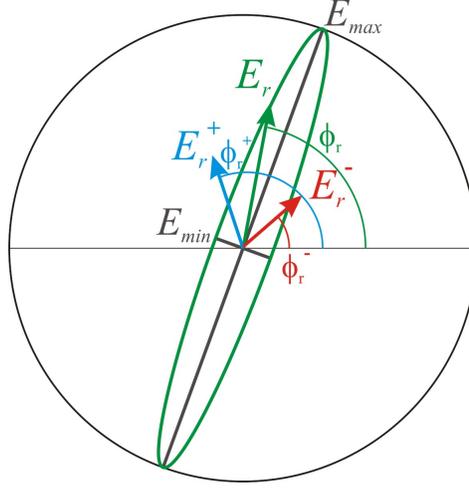


Abbildung 2.5: Reflektiertes, elliptisch polarisiertes Licht (grün). Blau kennzeichnet die Größen für den links drehenden, rot die Größen für den rechts drehenden Polarisationsanteil. Bei $E_r^{+,-}$ handelt es sich jeweils um den Anteil des elektrischen Feldvektors mit der Phase $\phi_r^{+,-}$. E_r ist die resultierende Polarisation mit der Phase ϕ_r . $E_{min,max}$ beschreibt die kleine bzw. große Halbachse des elliptisch polarisierten Lichts.

Definiert man nun eine Phasenverschiebung nach $\Delta^+ = \phi_r^+ - \phi_i^+$ und $\Delta^- = -(\phi_r^- - \phi_i^-)$, so vereinfacht sich die Gleichung 2.8 zu

$$\theta_K = \frac{\Delta^+ - \Delta^-}{2} \quad . \quad (2.9)$$

Die KERR-Elliptizität ist nach Gleichung 2.2 definiert. Weiterhin gelten folgende Zusammenhänge aus den Abbildungen 2.4 und 2.5

$$|E_i^+| = |E_i^-| \quad , \quad (2.10)$$

$$E_{max} = |E_r^+| + |E_r^-| \quad , \quad (2.11)$$

$$E_{min} = |E_r^-| - |E_r^+| \quad . \quad (2.12)$$

Setzt man nun diese Erkenntnisse in Gleichung 2.2 ein, so erhält man

$$e_K = \frac{|E_r^-| - |E_r^+|}{|E_r^+| + |E_r^-|} \quad . \quad (2.13)$$

Dieser Ausdruck lässt sich durch Verwendung des Amplitudenverhältnisses

$|r^{+,-}| = \frac{|E_r^{+,-}|}{|E_i^{+,-}|}$ vereinfachen (Gleichung 2.10 beachten) zu

$$e_K = \frac{|r^-| |E_i^-| - |r^+| |E_i^+|}{|r^+| |E_i^+| + |r^-| |E_i^-|} \quad , \quad (2.14)$$

$$= \frac{|r^-| - |r^+|}{|r^-| + |r^+|} \quad . \quad (2.15)$$

2.1.4 Der komplexe KERR-Winkel

Der komplexe KERR-Winkel Φ_K , welcher den KERR-Winkel und die KERR-Elliptizität zusammenfasst, ist nach [5] als

$$\Phi_K = \theta_K - ie_K \quad (2.16)$$

definiert. Durch Einsetzen der Gleichungen 2.9 und 2.15 in Gleichung 2.16, der Zusammenfassung der Phasenverschiebungen und des Amplitudenverhältnisses durch den Ausdruck $r^{+,-} = |r^{+,-}| e^{-i\Delta^{+,-}}$, sowie der Annahme von kleinen KERR-Winkeln und KERR-Elliptizitäten erhält man

$$\Phi_K = i \frac{r^+ - r^-}{r^+ + r^-} \quad (2.17)$$

Bei $r^{+,-}$ handelt es sich um die Reflektionskoeffizienten für den links bzw. rechts zirkular polarisierten Anteil des Lichts. Diese hängen vom Einfallswinkel des Lichts, dem Brechungswinkel und dem Dielektrizitätstensor $\hat{\epsilon}$ ab.

Für die Berechnungen innerhalb dieser Arbeit wird das Koordinatensystem aus Abbildung 2.6 gewählt.

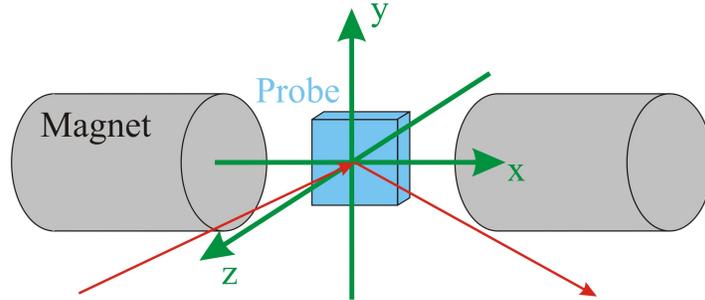


Abbildung 2.6: Darstellung des gewählten Koordinatensystems für die Berechnungen. Die x-Achse liegt parallel zum äußeren Magnetfeld. Die y-Achse wird senkrecht zum äußeren Magnetfeld, aber parallel zur Probenoberfläche gelegt. Senkrecht zur Probenoberfläche liegt die z-Achse.

Für dieses Koordinatensystem ergibt sich der Dielektrizitätstensor zu

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & -\epsilon_{yz} \\ 0 & \epsilon_{yz} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

Durch Einsetzen der Reflexionskoeffizienten lässt sich nach [6] die Gleichung 2.17 umschreiben zu

$$\Phi_K^{s,p} = - \frac{\epsilon_{yz} \sin(\varphi) \left(\sqrt{\epsilon_{xx} - \sin^2(\varphi)} \pm \sin(\varphi) \tan(\varphi) \right)}{(\epsilon_{xx} - 1) (\epsilon_{xx} - \tan^2(\varphi)) \sqrt{\epsilon_{xx} - \sin^2(\varphi)}} \quad (2.19)$$

Allerdings sind in Quelle [6], verglichen mit diesem Koordinatensystem, die x- und y-Achsen vertauscht. Aus diesem Grund muss man die Angaben über ϵ_{xz} und ϵ_{yz} gegeneinander tauschen.

Die Gleichung 2.19 gilt unter der Annahme, dass mit senkrecht (s) bzw. parallel (p) polarisiertem Licht eingestrahlt wird. Ebenfalls muss noch angenommen werden, dass ϵ_{xx} , ϵ_{yy} und ϵ_{zz} gleich groß sind. Bei φ handelt es sich um den Einfallswinkel des Lichts, bezogen auf die Oberflächensenkrechte der Probe.

Wie man aus der Gleichung 2.19 erkennen kann, ist der komplexe KERR-Winkel proportional zu den Nichtdiagonalelementen des Dielektrizitätstensors ($\Phi_K \propto \epsilon_{yz}$). Sollten keine Nichtdiagonalelemente vorhanden sein, existiert somit auch kein KERR-Winkel, bzw. KERR-Elliptizität und daher auch dann kein KERR-Effekt.

2.1.5 Proportionalität der Nichtdiagonalelemente des Dielektrizitätstensors zur Magnetisierung

Der Dielektrizitätstensor ist abhängig von äußeren elektrischen und magnetischen Feldern und der Frequenz des einfallenden Lichts. Es wird gezeigt, dass das angelegte magnetische Feld proportional zu den Nichtdiagonalelementen des Dielektrizitätstensors ist. Hierzu wird eine Bewegungsgleichung der Elektronen für Metalle und Halbleiter aufgestellt. Die hierfür zu beachtenden Kräfte sollen kurz erläutert werden.

Dämpfungskraft

Die Dämpfungskraft \vec{F}_D ist von mehreren Faktoren abhängig. Einflüsse entstehen durch die Geschwindigkeit \vec{v} und die Masse m des sich bewegenden Elektrons. Die Dämpfung ist auf eine Elektronen-Phonon-Streuung zurückzuführen, welche durch die Relaxationszeit τ ausgedrückt wird. Daher ergibt sich für die Dämpfungskraft

$$\vec{F}_D = -m \frac{1}{\tau} \vec{v} \quad . \quad (2.20)$$

LORENTZ-Kraft

Die LORENTZ-Kraft \vec{F}_L wird durch die Anwesenheit einer bewegten Ladung q innerhalb einer magnetischen Flussdichte \vec{B} hervorgerufen. Die Kraft selbst ist senkrecht zu der Bewegungsrichtung der Ladung und der magnetischen Flussdichte und lautet

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B} \quad . \quad (2.21)$$

Da in diesem Modell nur Elektronen betrachtet werden, kann man q durch die Ladung eines Elektrons ($q = -e$) ersetzen. Es gilt

$$\vec{F}_L = -e\vec{v} \times \vec{B} \quad . \quad (2.22)$$

Elektrische Kraft

Eine elektrische Kraft \vec{F}_e entsteht, wenn ein elektrisches Feld \vec{E} auf eine Ladung q einwirkt. Da hier ebenfalls Elektronen betrachtet werden, gilt

$$\vec{F}_e = -e\vec{E} \quad . \quad (2.23)$$

Die oben genannten Kräfte kann man zu einer Gesamtkraft zusammenfassen, welche nach dem zweiten NEWTON'schen Axiom als $\vec{F} = m\vec{a}$ dargestellt wird. \vec{a} steht allgemein für eine Beschleunigung. Das periodische Gitterpotential wird durch eine effektive Masse m^* berücksichtigt. Somit erhält man die gesuchte Bewegungsgleichung

$$m^*\vec{a} = -m^*\frac{1}{\tau}\vec{v} - e\vec{v} \times \vec{B} - e\vec{E} \quad . \quad (2.24)$$

Wenn man nun Gleichung 2.24 umstellt und beachtet, dass $\vec{a} = \ddot{\vec{r}}$ und $\vec{v} = \dot{\vec{r}}$ ist, erhält man

$$m^*\ddot{\vec{r}} + m^*\frac{1}{\tau}\dot{\vec{r}} = -e\dot{\vec{r}} \times \vec{B} - e\vec{E} \quad . \quad (2.25)$$

Mit dem Lösungsansatz $\vec{r} = \vec{r}_0 e^{-i\omega t}$ ergibt sich

$$-m^*\omega^2\vec{r} - im^*\frac{\omega}{\tau}\vec{r} = -e\vec{E} + i\omega e\vec{r} \times \vec{B} \quad , \quad (2.26)$$

$$\Leftrightarrow \left(\omega^2 + i\frac{\omega}{\tau}\right)\vec{r} = \frac{e}{m^*} \left(\vec{E} - i\omega\vec{r} \times \vec{B}\right) \quad . \quad (2.27)$$

Während der Berechnung wird die Richtung der Polarisation des Lichts nicht festgelegt, wodurch man für das elektrische Feld annehmen kann, dass es in alle Richtungen eine Komponente besitzt. Da das magnetische Feld in x-Richtung anliegt, gilt für die magnetische Flussdichte $\vec{B} = B\vec{e}_x$.

Mit $\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}$ und $\vec{r} = \begin{pmatrix} r_x \\ r_y \\ r_z \end{pmatrix}$ eingesetzt in Gleichung 2.27 ergibt sich für die drei Raumkoordinaten

$$r_x = \frac{e}{m^* \left(\omega^2 + i\frac{\omega}{\tau}\right)} E_x \quad , \quad (2.28)$$

$$r_y = \frac{e}{m^* \left(\omega^2 + i\frac{\omega}{\tau}\right)} (E_y - i\omega r_z B) \quad , \quad (2.29)$$

$$r_z = \frac{e}{m^* \left(\omega^2 + i\frac{\omega}{\tau}\right)} (E_z + i\omega r_y B) \quad . \quad (2.30)$$

Um das weitere Arbeiten zu vereinfachen, wird $m^* \left(\omega^2 + i\frac{\omega}{\tau}\right) = k$ gesetzt. Durch ge-

gegenseitiges Einsetzen von r_y und r_z ineinander erhält man

$$r_y = \frac{keE_y - ie^2\omega E_z B}{k^2 - e^2\omega^2 B^2} \quad , \quad (2.31)$$

$$r_z = \frac{keE_z + ie^2\omega E_y B}{k^2 - e^2\omega^2 B^2} \quad . \quad (2.32)$$

Diese beiden Ausdrücke können nun mittels einer TAYLOR-Reihe entwickelt werden. Unter der Annahme von kleinen Magnetfeldern ergibt sich daher

$$r_y = \frac{eE_y}{k} - i\frac{e^2\omega B E_z}{k^2} \quad , \quad (2.33)$$

$$r_z = \frac{eE_z}{k} + i\frac{e^2\omega B E_y}{k^2} \quad . \quad (2.34)$$

Für das elektrische Dipolmoment gilt

$$\vec{p} = -e\vec{r} = \epsilon_0 \hat{\alpha} \vec{E} \quad . \quad (2.35)$$

Es ist nötig, den Polarisierbarkeitstensor $\hat{\alpha}$ zu bestimmen. Diesen erhält man durch den Vergleich der Gleichungen 2.28, 2.33 und 2.34 mit Gleichung 2.35. Für den Polarisierbarkeitstensor ergibt sich

$$\hat{\alpha} = -\frac{e^2}{\epsilon_0 k} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -i\frac{e\omega B}{k} \\ 0 & i\frac{e\omega B}{k} & 1 \end{pmatrix} \quad . \quad (2.36)$$

Für die Gesamtpolarisation eines freien Elektronengases gilt

$$\vec{P} = \frac{N}{V} \vec{p} \quad . \quad (2.37)$$

Hierbei ist N die Anzahl der Elektronen in einem Volumen V . Da für die Polarisation $\vec{P} = \epsilon_0 \hat{\chi}_e \vec{E}$ gilt, erhält man für die elektrische Suszeptibilität

$$\hat{\chi}_e = \frac{N}{V} \hat{\alpha} \quad . \quad (2.38)$$

Für den Dielektrizitätstensor gilt $\hat{\epsilon} = \mathbb{1} + \hat{\chi}_e$. Daher ergibt sich für ihn

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} 1+b & 0 & 0 \\ 0 & 1+b & -i\frac{eb\omega B}{k} \\ 0 & i\frac{eb\omega B}{k} & 1+b \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

mit $b = -\frac{Ne^2}{Vk\epsilon_0}$. Wie man erkennen kann, sind die Diagonalelemente identisch. Zusätzlich sieht man, dass die beiden Nichtdiagonalelemente durch die magnetische Flussdichte entstehen und beeinflusst werden. Die Diagonalelemente sind unabhängig von der magnetischen Flussdichte. Somit ist der Nachweis erbracht, dass $\epsilon_{yz} \propto B$ ist.

Es ist noch der Nachweis zu erbringen, dass die magnetische Flussdichte proportional zur Magnetisierung ist. Die magnetische Flussdichte

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.40)$$

ist abhängig von der Magnetisierung \vec{M} und dem äußeren magnetischen Feld \vec{H} . Unter der Annahme, dass Ferromagneten verwendet werden, ist die magnetische Suszeptibilität χ_m sehr viel größer als Eins. Da aber die Magnetisierung gerade über die magnetische Suszeptibilität mit dem äußeren magnetischen Feld verknüpft ist, muss die Magnetisierung wesentlich größer als \vec{H} sein. Aus diesem Grund fällt in Gleichung 2.40 der Anteil aus dem äußeren magnetischen Feld so gering aus, dass $B \propto M$ daraus folgt. Da alle Proportionalitäten gezeigt sind, kann man nun durch Bestimmung der KERR-Elliptizität bzw. des KERR-Winkels Rückschlüsse auf die Magnetisierung ziehen. Es gilt

$$\Phi_K \propto \vec{M} \quad . \quad (2.41)$$

2.1.6 Vektor-MOKE

Der Vektor-MOKE beschreibt eine weitere Art magnetische Schichten zu untersuchen. Mit diesem Untersuchungsverfahren ist es möglich, Magnetisierungen sowohl parallel als auch senkrecht zur Probenoberfläche zu bestimmen [7].

Die Intensität I des Messsignals kann mit Hilfe von JONES-Matrizen [8] als

$$I = |A \cdot M \cdot R \cdot E_L|^2 \quad (2.42)$$

ausgedrückt werden, wobei A die JONES-Matrix für den Analysator, M die JONES-Matrix für den photoelastischen Modulator (PEM), R die Reflektionsmatrix für die Probe und E_L den JONES-Vektor für linear polarisiertes Licht steht.

Unter der Annahme, dass man einen Winkel von 45° für den Analysator einstellt und den PEM so ausrichtet, dass dieser einen Winkel von 0° zur x-Achse besitzt, ergeben sich die JONES-Matrizen zu

$$A = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \quad , \quad (2.43)$$

$$M = \begin{pmatrix} e^{i\phi} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad , \quad (2.44)$$

$$R = \begin{pmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{pmatrix} \quad . \quad (2.45)$$

Bei ϕ handelt es sich um die Modulation am PEM. Die Reflektionskoeffizienten sind komplexe Zahlen und bestehen aus einem Realteil \Re und einem Imaginärteil \Im .

Da sowohl senkrecht als auch parallel polarisiertes Licht betrachtet wird, gilt

$$E_L^s = E_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad , \quad E_L^p = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad . \quad (2.46)$$

Setzt man diese Zusammenhänge in Gleichung 2.42 ein, so ergibt sich für senkrecht polarisiertes Licht

$$I = \frac{1}{2}E_0^2 (|r_{ss}|^2 + |r_{ps}|^2) + E_0^2 \sin(\phi) \Im(r_{ss}r_{ps}^*) + E_0^2 \cos(\phi) \Re(r_{ss}r_{ps}^*) \quad . \quad (2.47)$$

Für die Modulation gilt $\phi = \phi_0 \sin(\omega t)$. ϕ_0 ist die Retardierung und ω die Modulationsfrequenz. Die Intensität ergibt sich daher zu

$$I = \frac{1}{2}E_0^2 (|r_{ss}|^2 + |r_{ps}|^2) + E_0^2 J_0(\phi_0) \Re(r_{ss}r_{ps}^*) + 2E_0^2 J_1(\phi_0) \sin(\omega t) \Im(r_{ss}r_{ps}^*) \\ + 2E_0^2 J_2(\phi_0) \sin(2\omega t) \Re(r_{ss}r_{ps}^*) + \dots \quad . \quad (2.48)$$

Hierbei stellt $J_k(\phi_0)$ den Funktionswert der k -ten BESSEL-Funktion an der Stelle ϕ_0 dar. Für die Intensität bei ω bzw. 2ω , welche für die betrachtete Frequenz im Lock-In-Verstärker steht, folgt daher

$$I_\omega = 2E_0^2 J_1(\phi_0) \Im(r_{ss}r_{ps}^*) \quad , \quad (2.49)$$

$$I_{2\omega} = 2E_0^2 J_2(\phi_0) \Re(r_{ss}r_{ps}^*) \quad . \quad (2.50)$$

Für den KERR-Winkel und die KERR-Elliptizität gilt also

$$\epsilon_K \propto \Im(r_{ss}r_{ps}^*) \quad , \quad (2.51)$$

$$\theta_K \propto \Re(r_{ss}r_{ps}^*) \quad . \quad (2.52)$$

In dieser Arbeit wird lediglich die KERR-Elliptizität betrachtet. Nach [7] gilt dann für den Imaginärteil

$$\Im(r_{ss}r_{ps}^*) = a m_x - b m_z \quad , \quad (2.53)$$

$$\Im(r_{pp}r_{sp}^*) = -a m_x - b m_z \quad . \quad (2.54)$$

a und b kennzeichnen gleiche Vorfaktoren der Magnetisierung m_x und m_z .

Aus den Gleichungen 2.49 und 2.53 folgt

$$I_\omega^s \propto a m_x - b m_z \quad . \quad (2.55)$$

Analog lässt sich diese Berechnung für parallel polarisiertes Licht durchführen. Hier erhält man für die Intensität

$$I_\omega^p \propto -a m_x - b m_z \quad . \quad (2.56)$$

Bestimmt man aus den Gleichungen 2.55 und 2.56 die Differenz, so folgt für die Magnetisierung in x-Richtung

$$m_x \propto I_\omega^s - I_\omega^p \quad . \quad (2.57)$$

Für die z-Magnetisierung ergibt sich

$$m_z \propto -(I_\omega^s + I_\omega^p) \quad . \quad (2.58)$$

Aus den Gleichungen 2.57 und 2.58 erkennt man, dass sich die x- bzw. z-Magnetisierung aus den Messsignalen für das parallel und senkrecht polarisierte Licht bestimmen lassen.

2.2 Grundlagen zum Magnetismus

Dieses Kapitel zeigt die Grundlagen zum Magnetismus auf. In Abschnitt 2.2.1 wird der Ferromagnetismus von Eisen (Fe), Cobalt (Co) und Nickel (Ni) erklärt. Anschließend wird in Abschnitt 2.2.2 auf die Anisotropie eingegangen und danach die Domänenstruktur in Abschnitt 2.2.3 erläutert. Zuletzt wird in Abschnitt 2.2.4 die Magnetisierungskurve vorgestellt.

2.2.1 Ferromagnetismus

Beim Ferromagnetismus existieren auch ohne ein äußeres Magnetfeld magnetische Dipolmomente, welche sich innerhalb von Domänen (siehe 2.2.3) ausrichten. Das magnetische Dipolmoment entsteht durch unkompensierte Bahn- und Spinnmomente der Elektronen. Durch ein äußeres Magnetfeld der Stärke \vec{H} lassen sich diese Dipolmomente in \vec{H} -Richtung ausrichten.



Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des Ferromagnetismus. Magnetische Dipolmomente sind alle in einer Richtung orientiert.

Wie man in der Abbildung 2.7 erkennen kann, liegen die Spins alle in gleicher Richtung. Dies hat zur Folge, dass es eine Magnetisierung gibt, welche ungleich Null ist. Die Werte für die magnetische Permeabilität μ und Suszeptibilität χ_m sind beide wesentlich größer als Eins. Die bekanntesten ferromagnetischen Elemente sind Fe, Co und Ni, welche auch bei Raumtemperatur ferromagnetische Eigenschaften zeigen. Zusätzlich gibt es noch einige weitere Elemente wie Gadolinium (Gd), die bei tieferen Temperaturen als der Raumtemperatur ferromagnetische Eigenschaften besitzen. Ebenfalls können Verbindungen wie CrO_2 Ferromagneten sein.

Die Elektronenkonfigurationen von Fe, Co und Ni lauten

- Fe: $[\text{Ar}]3d^64s^2$,
- Co: $[\text{Ar}]3d^74s^2$,
- Ni: $[\text{Ar}]3d^84s^2$.

Bei den drei Elementen sind die Elektronenschalen mit der Argon-Konfiguration besetzt. Zusätzlich ist bei ihnen auch noch das 4s-Niveau vollständig aufgefüllt. Die 3d-Schale hingegen ist mehr als halb, aber nicht vollständig belegt.

Die 3d- und 4s-Bänder innerhalb eines Festkörpers sind bei diesen Elementen entscheidend für die elektrische Leitung. Ebenfalls sind die Elektronen dieser beiden Bänder verantwortlich für die magnetischen Momente, welche den Ferromagnetismus hervorrufen. Diese magnetischen Momente beruhen hauptsächlich auf den Spins der Elektronen. Da die 3d- und 4s-Elektronen nicht an die Atomrümpfe gebunden sind, nehmen die Bahndrehmomente nur eine untergeordnete Rolle ein.

Aufgrund des PAULI-Prinzips und der COULOMB-Wechselwirkung richten sich die Spins der Elektronen in die gleiche Richtung aus. Hierdurch liegen die Elektronen weiter auseinander und es kommt zu einer Reduzierung der potentiellen Energie. Das PAULI-Prinzip verlangt allerdings, dass hierdurch mehr \vec{k} -Zustände besetzt werden [9]. Dies führt zu einer Erhöhung der kinetischen Energie der Bandelektronen, welche aber ungünstig für die Gesamtbilanz des Systems ist.

In dem Fall, dass sich die Spins antiparallel ausrichten, erhöht sich aufgrund der COULOMB-Wechselwirkung die potentielle Energie. Bei einer gleichbleibenden Zustandsdichte verringert sich hier die kinetische Energie, da dann weniger \vec{k} -Zustände besetzt werden. Der Fall der antiparallelen Spinrichtung erfordert weniger kinetische, dafür mehr potentielle Energie.

Wenn das Minimum der Gesamtenergie, welche sich aus kinetischer und potentieller Energie zusammensetzt, ergibt, dass ein Teil der Spins durch antiparallele Stellungen nicht kompensiert wird, liegen die \uparrow -Zustände energetisch tiefer als die \downarrow -Zustände. Sollte zwischen beiden Zuständen auch noch die FERMI-Energie E_F liegen (siehe Abbildung 2.8), sind mehr \uparrow -Zustände als \downarrow -Zustände besetzt, sodass dieses Material ferromagnetisch ist.

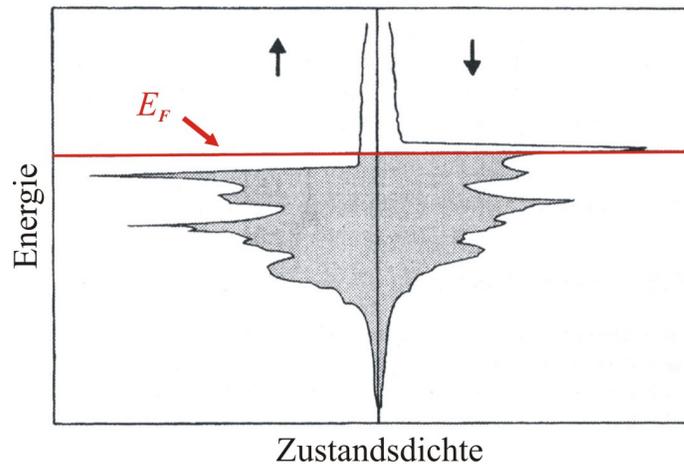


Abbildung 2.8: \uparrow - und \downarrow -Zustandsdichte der 3d- und 4s-Elektronen für Nickel. FERMI-Energie E_F rot eingezeichnet (Abbildung aus [10]).

2.2.2 Magnetisierungsrichtung und Anisotropien

Innerhalb eines ferromagnetischen Materials kann für die Magnetisierung eine Vorzugsrichtung bestehen. Ob und wie eine magnetische Vorzugsrichtung vorhanden ist, hängt von einer Vielzahl an einzelnen Effekten ab, welche auf die freie Energiedichte F Einfluss nehmen. Sollte nur ein isotropes Medium vorliegen, ist lediglich die freie Energiedichte aus der ZEEEMAN-Energie zu beachten. Es gilt dann

$$F_{iso} = -\vec{M} \cdot \vec{B} \quad . \quad (2.59)$$

Im Regelfall betrachtet man allerdings keine isotropen, sondern anisotrope Medien. Die Magnetisierung \vec{M} , welche sich nach dem Minimum der freien Energiedichte richtet, kann sich dann auch anders orientieren als in die Richtung der magnetischen Flussdichte \vec{B} . Diese Abweichung von der sonst parallelen Orientierung von \vec{M} zu \vec{B} wird durch die Anisotropiebeiträge beeinflusst. Aus diesem Grund müssen zu der freien Energiedichte von Gleichung 2.59 noch die Anisotropiebeiträge hinzuaddiert werden.

Auf diese Weise können magnetisch leichte und schwere Richtungen entstehen. Bei magnetisch leichten Richtungen besteht lediglich ein geringer Einfluss der Anisotropiebeiträge auf die freie Energiedichte. Bei magnetisch schweren Richtungen hingegen bestehen sehr große Einflüsse durch die Anisotropiebeiträge auf die freie Energiedichte, sodass sich die magnetischen Momente nur bei sehr großen Magnetfeldern in diese Richtung ausrichten.

Nun werden ein paar Einflüsse auf die Anisotropiebeiträge erläutert.

Kristallanisotropie

Die Kristallanisotropie entsteht durch Spin-Bahn-Kopplungen. Beiträge, welche durch Dipol-Dipol-Wechselwirkungen entstehen, heben sich in vielen Fällen aus Symmetriegründen auf.

Die Magnetisierung richtet sich entlang bestimmter Kristallachsen aus. Bei kubischen Gittern lässt sich die Kristallanisotropie durch [11]

$$F_{kub} = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2)^2 + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \quad (2.60)$$

darstellen. Bei K_1 und K_2 handelt es sich um die erste bzw. zweite Anisotropiekonstante. α_1 bis α_3 bezeichnen den Kosinus des Winkels zwischen der jeweiligen Magnetisierungsrichtung und den Würfelkanten. Für Eisen ist die [100]-Richtung die magnetisch leichte Richtung, während dies für Nickel die [111]-Richtung ist.

Für hexagonale Kristalle, wie es beim Cobalt der Fall ist, muss die Kristallanisotropieenergie dargestellt werden als [11]

$$F_{hex} = K_1 \sin^2(\varphi_{hex}) + K_2 \sin^4(\varphi_{hex}) \quad . \quad (2.61)$$

φ_{hex} ist der Winkel zwischen der hexagonalen Achse und der Magnetisierung. F_{hex} ist minimal, sobald φ_{hex} minimal wird. Daher liegt die leichte Richtung der Magnetisierung für Cobalt in [0001]-Richtung.

Formanisotropie

Durch die Form einer Probe kann ein Einfluss auf die Beiträge der Anisotropie entstehen. Der Grund hierfür liegt darin, dass an der Oberfläche ein Entmagnetisierungsfeld \vec{B}_{ent} entsteht, bedingt durch das Fehlen von Atomen zur Kompensation der Dipol-Dipol-Wechselwirkungen. Dieses Entmagnetisierungsfeld ist dem äußeren Magnetfeld entgegengerichtet. Zum Beispiel lassen sich röhrenförmige Systeme bevorzugt entlang ihrer Längsrichtung magnetisieren.

Weitere Anisotropien

Die Grenz- und Oberflächenanisotropie entsteht aufgrund der Reduzierung oder des Bruchs der Symmetrie in der Umgebung einer Grenzfläche. Dieser Effekt entsteht durch die Spin-Bahn-Kopplung und kann bei kleinen Abmessungen einer Probe dominant wirken [12].

Die magnetoelastische Anisotropie entsteht durch den Überlapp der Wellenfunktionen und der daraus folgernden Einflussnahme auf die elektrische Bandstruktur. Die Richtungsabhängigkeit tritt wegen Verspannungen innerhalb des Materials auf und ist besonders bei Schichtsystemen mit einer großen Gitterfehlpassung vorhanden. Diese Anisotropie kann durch die Wahl der Wachstumsbedingungen beeinflusst werden.

Die unidirekte Anisotropie sorgt dafür, dass eine Verschiebung der Magnetisierungskurve entlang des äußeren Magnetfelds auftritt. Gründe für diesen Effekt liegen zum Beispiel in der Kopplung eines Ferromagneten mit einem Antiferromagneten, in dipolaren Streufeldern welche durch hartmagnetische Schichten ausgelöst werden oder in der Anwesenheit von Grenzflächenrauigkeiten.

Des Weiteren kann auch noch durch Fehlstellen oder Fremdatome innerhalb eines Festkörpers ein Einfluss auf die Anisotropieenergie auftreten. Zuletzt ist noch zu erwähnen, dass durch Schäden auf dem zu bearbeitenden Substrat (z.B. Kratzer) ebenfalls eine Ausrichtung der magnetischen Vorzugsrichtung möglich ist [13].

2.2.3 Domänenstruktur

Die parallele Ausrichtung der magnetischen Dipolmomente in einem Ferromagneten geschieht innerhalb kleiner Domänen, auch WEISS'sche Bezirke genannt. Die Orientierung innerhalb einer solchen Domäne ist abhängig davon, in welcher Richtung das Minimum der freien Energiedichte liegt. Hiernach richten sich die Dipolmomente aus.

Die magnetischen Dipolmomente selbst sind von Domäne zu Domäne unterschiedlich ausgerichtet. Die Trennung zwischen den einzelnen Domänen wird durch BLOCH-Wände beschrieben. Typische Größen hierfür liegen im Bereich von einigen Nanometern. Nach [10] kann eine 180°-BLOCH-Wand für Eisen eine Größe von 40 nm haben. Die Domänen selbst können Größen von bis zu 10^{-6} m erreichen [11].

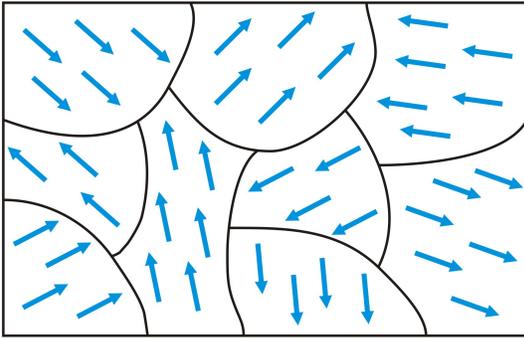


Abbildung 2.9: Domänenstruktur ohne äußeres Magnetfeld. Die Dipolmomente sind nach dem Minimum der freien Energiedichte in der Domäne angeordnet.

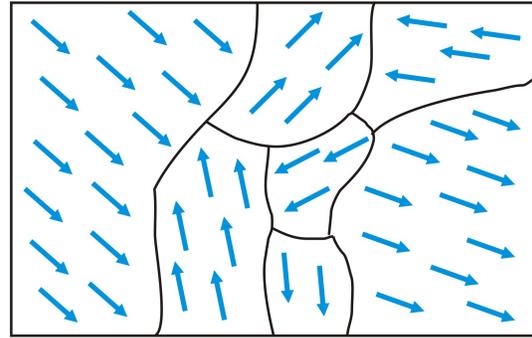


Abbildung 2.10: Domänenstruktur bei kleinem äußeres Magnetfeld. Beginn der Verschiebung der BLOCH-Wände und deren Zusammenlegung.

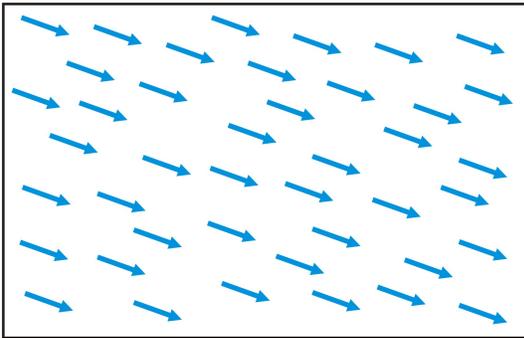


Abbildung 2.11: Domänenstruktur bei mittelstarkem äußeren Magnetfeld. Alle Dipolmomente sind in einer großen Domäne zusammengefasst, aber nicht in Magnetfeldrichtung ausgerichtet.

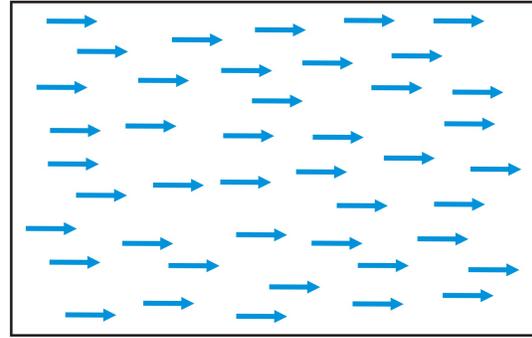


Abbildung 2.12: Domänenstruktur bei großem äußeren Magnetfeld. Die magnetischen Dipolmomente drehen sich in Richtung des Magnetfeldes. Hier wird die Sättigungsmagnetisierung erreicht.

Innerhalb eines noch nicht magnetisierten Ferromagneten sind die Domänen (siehe Abbildung 2.9) mit ihren verschiedenen Magnetisierungsrichtungen nach dem Minimum der freien Energiedichte angeordnet, sodass nach außen keine Magnetisierung festzustellen ist. Durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes ändert sich dies.

Hierdurch verschieben sich die BLOCH-Wände so, dass sich die Domänen vergrößern, welche eher in Richtung des Magnetfeldes liegen (Abbildung 2.10). Sobald gleich orientierte Domänen aufeinander treffen, vereinigen sich diese und die BLOCH-Wände zwi-

schen ihnen verschwinden. Des Weiteren kommt es vor, dass Domänen von Domänen „verschluckt“ werden, deren Magnetisierung anders ausgerichtet ist.

Sobald das äußere Magnetfeld groß genug ist, existiert nur noch eine Domäne (Abbildung 2.11), welche allerdings nicht genau in Magnetfeldrichtung ausgerichtet sein muss. Der Grund liegt darin, dass noch nicht alle Anisotropiebeiträge überwunden wurden. Durch weitere Erhöhung des äußeren Magnetfeldes können diese Beiträge überwunden werden und es findet eine Drehung der Magnetisierung in Magnetfeldrichtung statt (2.12). Sobald diese Drehung abgeschlossen ist, erreicht man die Sättigungsmagnetisierung.

Sollte man nun das Magnetfeld wieder senken, dreht sich die Magnetisierung zurück und der Zerfall der großen Domäne in kleinere Domänen beginnt. Allerdings zerfallen diese Domänen nicht mehr in die gleichen Domänen, die vor der Magnetisierung vorhanden waren. Aus diesem Grund stellt die Verschiebung der BLOCH-Wände einen nicht reversiblen Vorgang dar.

2.2.4 Die Magnetisierungskurve

Um das magnetische Verhalten von verschiedenen Materialien zu bestimmen, wird dieses in einer Magnetisierungskurve in Form einer Hysterese dargestellt. Auf der Abszisse wird dabei das äußere magnetische Feld und auf der Ordinate die Magnetisierung aufgetragen.

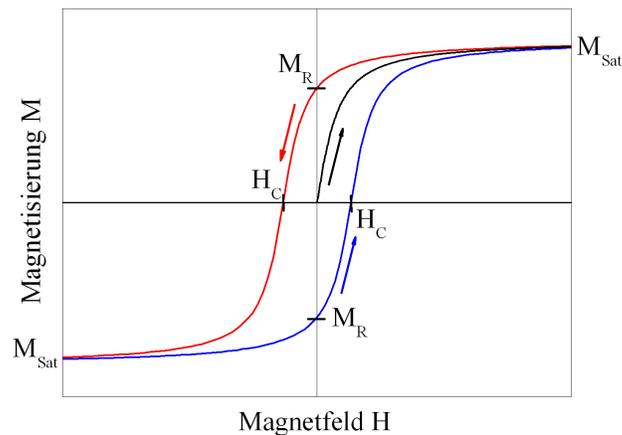


Abbildung 2.13: Beispiel für die Magnetisierungskurve. M_{Sat} : Sättigungsmagnetisierung, M_R : magnetische Remanenz, H_C : Koerzitivfeld. Der schwarze Kurvenverlauf stellt eine Neukurve dar, der rote Verlauf den Weg von der oberen zur unteren Sättigungsmagnetisierung, die blaue Kurve den Verlauf von der unteren zur oberen Sättigungsmagnetisierung.

Wie man in Abbildung 2.13 erkennt, liegt für den Vor- und Rücklauf der Magnetisie-

rung bei Änderungen des äußeren Magnetfelds kein reversibles Verhalten vor. Für den Fall der Erstmagnetisierung einer Probe entsteht die in schwarz gekennzeichnete Neukurve, welche im Ursprung des Koordinatensystems beginnt. Durch Erhöhen des äußeren magnetischen Feldes verändert sich ebenfalls die Magnetisierung. Dies geschieht allerdings weder linear, noch kann ein bestimmter Wert für die Magnetisierung überschritten werden. Dieser maximale Wert für die Magnetisierung wird Sättigungsmagnetisierung M_{Sat} genannt. Ab diesem Punkt sind alle magnetischen Dipolmomente in einer Richtung ausgerichtet, sodass ein weiteres Erhöhen der Magnetisierung trotz größerem Magnetfeld nicht möglich ist.

Nachdem die Sättigung erreicht ist, kann man das äußere Magnetfeld wieder zurückfahren (Weg entlang der roten Linie in Abbildung 2.13) bis diese den Wert Null erreicht. Hier ist zu erkennen, dass weiterhin eine Restmagnetisierung der Probe vorhanden ist, obwohl kein äußeres Magnetfeld mehr anliegt. Diese Restmagnetisierung wird auch magnetische Remanenz M_R genannt.

Legt man nun ein dem ersten Magnetfeld entgegengerichtetes Feld an, geht die Magnetisierung weiter zurück bis sie bei einem bestimmten Magnetfeld Null erreicht. Dieses Magnetfeld, welches benötigt wird, um die Magnetisierung auf Null zurückzufahren, wird auch Koerzitivfeld H_C genannt. Bei weiterem Erhöhen des Magnetfeldes erreicht man auch hier wieder die Sättigungsmagnetisierung, allerdings in entgegengesetzter Richtung. Von hier aus kann man den ganzen Vorgang entlang der blauen Linie wiederholen und für diesen Weg auch ein Koerzitivfeld und eine magnetische Remanenz finden.

Zusätzlich werden die Magnetisierungskurven auch noch in ihrer Form unterschieden. Man unterteilt die Remanenzen in leichte und schwere Richtungen und die Koerzitivfelder in weich und hart.

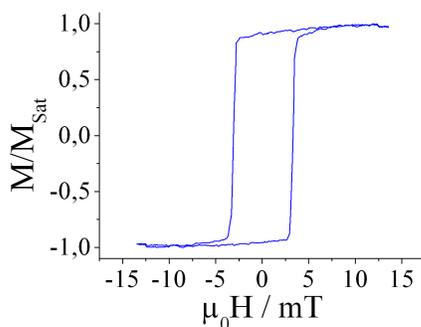


Abbildung 2.14: Beispiel für eine leichte Richtung der Remanenz und für ein hartes Koerzitivfeld.

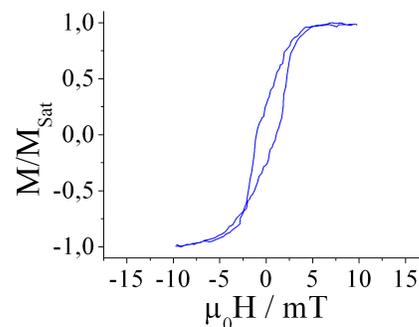


Abbildung 2.15: Beispiel für eine schwere Richtung der Remanenz und für ein weiches Koerzitivfeld.

Magnetische Remanenzen für leichte Richtungen (Abb.: 2.14) liegen nur gering unter-

halb der Sättigungsmagnetisierung. Die Form dieser Hysteresen ist eher kastenförmig und besitzt ein größeres Koerzitivfeld. In einem solchen Fall spricht man auch von harten Koerzitivfeldern.

Abbildung 2.15 zeigt hingegen ein anderes Verhalten. Hier ist die magnetische Remanenz wesentlich geringer als die Sättigungsmagnetisierung und man spricht hier von einer magnetisch schwereren Richtung. Zudem liegt hier ein weiches Koerzitivfeld vor, welches sich am geringeren Gegenfeld zur Auslöschung der Magnetisierung erkennen lässt.

Weiterhin ist noch wichtig, dass das Koerzitivfeld mit Abnahme von Verunreinigungen innerhalb der magnetischen Schicht zurückgeht [11].

Es ist noch zu erwähnen, dass in den Bereichen des steilen Anstiegs in der Hysterese eine Wanderung der BLOCH-Wände stattfindet, während in dem flachen Bereich hin zur Sättigungsmagnetisierung sich die Magnetisierung in \vec{H} -Richtung dreht.

2.3 Verwendete Materialien

Im Laufe dieser Arbeit werden verschiedene Materialien verwendet, welche nun hier kurz vorgestellt werden. Als Substrate werden Glas (Abschnitt 2.3.1) und Magnesiumoxid (Abschnitt 2.3.4) verwendet. Als Adsorbate werden Cobalt (Abschnitt 2.3.2) und Eisen (Abschnitt 2.3.5) gewählt. Silizium (Abschnitt 2.3.3) wird lediglich als Schutzschicht über dem Cobalt und Eisen genutzt, um diese Metalle vor Einflüssen aus der Atmosphäre zu schützen.

2.3.1 Glas

Glas ist ein in vielen verschiedenen Konfigurationen vorkommendes Material. Der Hauptbestandteil von Glas ist im Regelfall Siliziumdioxid (SiO_2). SiO_2 bildet im Glas lediglich eine Nahordnung der Atome, eine gerichtete Fernordnung ist nicht zu erkennen. Im Allgemeinen kann man sagen, dass Glas eine amorphe, unterkühlte Schmelze ist. Man spricht auch von einer eingefrorenen Flüssigkeit.

Eine einheitliche Schmelztemperatur kann man Glas nicht zuordnen, da diese sehr stark von der jeweiligen Zusammensetzung des Glases abhängt.

2.3.2 Cobalt

Cobalt (Co) gehört zu den Übergangsmetallen und steht in der 9. Gruppe des Periodensystems der Elemente (PSE). Es ist ein ferromagnetisches Metall und hat eine CURIE-Temperatur von 1121°C [14]. Beim Arbeiten mit Cobalt ist zu beachten, dass es zu den gesundheitsschädlichen Elementen gehört.

Cobalt tritt in zwei Gitterstrukturen auf. Unterhalb von 417°C liegt Cobalt in der hexagonal-dichtesten Kugelpackung (hcp) vor, genannt α -Cobalt. Oberhalb dieser Temperatur nimmt Cobalt (dann β -Cobalt) eine kubisch-dichteste Kugelpackung (fcc) an. Der Übergang zwischen diesen Kristallstrukturen erfolgt nur sehr langsam. Weiterhin ist es möglich metastabiles β -Cobalt zu bekommen, wenn es mit einigen Prozent Eisen versetzt wird. Der Schmelzpunkt von Cobalt liegt bei Normaldruck bei 1495°C , der Siedepunkt bei 2870°C . Die Gitterabstände für hexagonales Cobalt liegen bei: $a = 250,71 \text{ pm}$ und $c = 406,95 \text{ pm}$.

Verglichen mit Eisen ist Cobalt wesentlich oxidationsbeständiger [15]. Durch starkes Erhitzen kann man es zu Co_3O_4 oxidieren. Oberhalb von 900°C ist ebenfalls die Bildung des antiferromagnetischen CoO möglich. Mit konzentrierter Salpetersäure lässt sich Cobalt passivieren.

2.3.3 Silizium

Bei Silizium (Si) handelt es sich um ein diamagnetisches Element aus der 14. Gruppe des PSE. Silizium wird in dieser Arbeit als Schutzmaterial für Eisen und Cobalt genutzt

und wächst amorph auf diesen Materialien. Bei Silizium handelt es sich um ein Element, welches sehr reaktiv zu Sauerstoff ist. Aus diesem Grund ist davon auszugehen, dass an der Oberfläche der hergestellten Proben eine Siliziumdioxidschicht vorliegt.

Nach Sauerstoff ist Silizium das meistverbreitete Element auf der Erde. Aufgrund seiner hohen Reaktivität kommt es in der Natur immer nur als Verbindung vor. Die Schmelztemperatur liegt bei 1414°C und die Siedetemperatur bei 2477°C .

Weiterhin ist noch zu beachten, dass Silizium eine Bandlücke von $1,12\text{ eV}$ hat. Da unsere Lichtquelle (HeNe-Laser) eine Energie von knapp 2 eV nutzt, werden die Elektronen des Siliziums in das Leitungsband angehoben. Für den Fall, dass Siliziumdioxid vorliegt, erhöht sich die Bandlücke auf 9 eV [16]. In einem solchen Fall würden die Elektronen nicht ins Leitungsband angehoben werden. In einem späteren Kapitel wird gezeigt, dass durch Silizium keine Einflüsse auf die Messergebnisse eintreten.

2.3.4 Magnesiumoxid

Magnesiumoxid (MgO) kristallisiert in der Natriumchlorid-Struktur. Genutzt werden während dieser Arbeit MgO Substrate mit der (100) Oberfläche.

MgO hat eine sehr hohe Schmelztemperatur von 2642°C . Die Gitterkonstante von MgO beträgt $a = b = c = 421,3\text{ pm}$ [17].

2.3.5 Eisen

Eisen (Fe) ist das zweithäufigste Metall auf der Erde. Es steht in der 8. Hauptgruppe und gehört wie Cobalt zu der Serie der Übergangsmetalle. Eisen kommt als reiner Stoff in drei Konfigurationen vor. Dies ist das α - Fe mit einer kubisch-flächenzentrierten Struktur. Die beiden weiteren Fe -Typen sind γ - Fe und δ - Fe , welche allerdings nur bei Temperaturen oberhalb von 900°C existieren. Der Schmelzpunkt von reinem Eisen liegt bei 1535°C , der Siedepunkt bei 3070°C . Die CURIE-Temperatur von Eisen liegt bei 768°C . Oberhalb dieser Temperatur verliert es seine ferromagnetischen Eigenschaften und wird paramagnetisch. Die Gitterkonstante von α - Fe beträgt $a = b = c = 286,6\text{ pm}$ [17].

Eisen bildet eine Reihe von Oxidverbindungen aus, auf die hier allerdings nicht weiter eingegangen wird.

2.4 Einführung in die Theorie zum Schichtwachstum

In Abschnitt 2.4.1 werden die Grundlagen zum Schichtwachstum und deren verschiedene Arten erklärt. Anschließend wird das Wachstum von Cobalt auf Glas (Abschnitt 2.4.2) und Eisen auf Magnesiumoxid (Abschnitt 2.4.3) beschrieben.

2.4.1 Grundlagen zum Schichtwachstum

Unter epitaktischem Wachstum versteht man das Aufstäuben oder Aufdampfen eines Materials auf ein Substrat. Das Ziel ist es, neuartige Kristallstrukturen herzustellen, welche man gar nicht oder nur schwer aus einem Volumenkristall erzeugen kann. Es werden zwei unterschiedliche Arten der Epitaxie unterschieden:

- Hetero-Epitaxie: Nutzung unterschiedlicher Adsorbat- und Substratmaterialien
- Homo-Epitaxie: Nutzung des gleichen Materials für das Adsorbat und Substrat

Während dieser Arbeit sind immer nur unterschiedliche Materialien aufeinander aufgedampft worden, so dass hier die Hetero-Epitaxie von Bedeutung ist.

Für das Schichtwachstum wird ein klassisches, thermodynamisches Modell gewählt. Hierbei sind die relevanten Größen die Oberflächenspannungen des Substrates (γ_S) und des Adsorbats (γ_A) sowie die Grenzflächenspannung zwischen Substrat und Adsorbat (γ_G). Die Ober- und Grenzflächenspannungen kann man als eine Kraft pro Einheitslänge betrachten. Abbildung 2.16 verdeutlicht den Zusammenhang zwischen den oben genannten Spannungen [18].



Abbildung 2.16: Schematische Darstellungen der Oberflächenspannungen γ_S , γ_A und der Grenzflächenspannung γ_G . Bei φ handelt es sich um den Winkel zwischen der Richtung der Grenzflächenspannung und der Oberflächenspannung des Adsorbats.

Wie man aus Abbildung 2.16 erkennen kann, existiert zwischen der Grenzflächenspannung und der Oberflächenspannung des Adsorbats ein Winkel φ . Das Adsorbat wird in diesem Modell als Tröpfchenform angenommen und somit gilt die YOUNG-DUPRÉ-Gleichung

$$\gamma_S = \gamma_A + \gamma_G \cos(\varphi) \quad . \quad (2.62)$$

Im Idealfall des epitaktischen Wachstums ist $\varphi = 0$, sodass der Kosinus in Gleichung 2.62 Eins wird. Hierbei kann eine vollständige, ebene Bedeckung des Substrats erreicht

werden. Mit dieser Annahme lässt sich Gleichung 2.62 zu

$$\Delta\gamma = \gamma_A + \gamma_G - \gamma_S \quad (2.63)$$

vereinfachen. Man unterscheidet das Schichtwachstum in drei verschiedene Theorien. Dies sind das „FRANK-VAN-DER-MERVE-Wachstum“, das „STRANSKI-KRASTANOV-Wachstum“ und das „VOLMER-WEBER-Wachstum“.

FRANK-VAN-DER-MERVE-Wachstum

Das „FRANK-VAN-DER-MERVE-Wachstum“ beschreibt ein perfektes Lagenwachstum. Bei diesem Wachstum wird ein lückenloser Aufbau der einzelnen Atomlagen erreicht, bevor weitere Atomlagen entstehen können (siehe Abbildung 2.17). Diese Form des Wachstums tritt auf, wenn die Oberflächenspannung des Substrates größer ist als die Summe der Oberflächenspannung vom Adsorbat und der Grenzflächenspannung ($\Delta\gamma < 0$). Das bedeutet, dass die Wechselwirkung zwischen den Substrat- und Adsorbatatomen dominant ist.



Abbildung 2.17: Beispiel für das „FRANK-VAN-DER-MERVE-Wachstum“. Das Substrat ist dunkelgrau, das Adsorbat hellgrau eingezeichnet.

STRANSKI-KRASTANOV-Wachstum

Beim „STRANSKI-KRASTANOV-Wachstum“ liegt zunächst ein Lage-für-Lage-Wachstum vor, welches mit zunehmender Filmdicke des aufgedampften Materials in ein Inselwachstum übergeht. Dies lässt sich dadurch erklären, dass zunächst die Oberflächenspannung des Substrates verglichen mit der Summe der Grenzflächenspannung und Oberflächenspannung der Adatome ungefähr gleich ist ($\Delta\gamma \cong 0$). Bei längerem Aufdampfen steigt die Grenzflächenspannung an. Dies liegt an der Gitterfehlانpassung zwischen Substrat und Adsorbat. Daher ist ab einer bestimmten Anzahl an Atomlagen ein Inselwachstum energetisch günstiger.

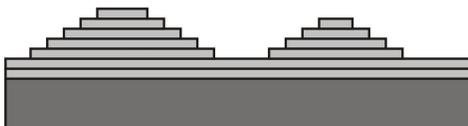


Abbildung 2.18: Beispiel für das „STRANSKI-KRASTANOV-Wachstum“. Das Substrat ist dunkelgrau, das Adsorbat hellgrau eingezeichnet.

VOLMER-WEBER-Wachstum

In dem Fall des „VOLMER-WEBER-Wachstum“ ist die Summe der Grenzflächenspannung und der Oberflächenspannung der Adatome größer als die Oberflächenspannung des

Substrates ($\Delta\gamma > 0$). Daher tritt in diesem Fall lediglich ein Inselwachstum (3D-Wachstum) auf. Dies hat zur Folge, dass die Substratoberfläche nicht gleichmäßig mit dem Adsorbat benetzt ist und bei dünnen Schichten Stellen auf dem Substrat vorhanden sein können, welche gar keine Bedeckung durch Adatome haben.

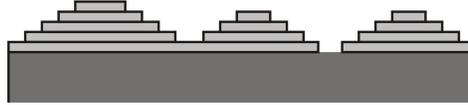


Abbildung 2.19: Beispiel für das „VOLMER-WEBER-Wachstum“. Das Substrat ist dunkelgrau, das Adsorbat hellgrau eingezeichnet.

2.4.2 Das System Cobalt auf Glas

Betrachtet man die Werte für die Oberflächenspannungen von Cobalt [19] und Glas [20] so fällt auf, dass die Oberflächenspannung von Glas wesentlich kleiner ist als die von Cobalt. Die Grenzflächenspannung lässt sich nach [21] durch

$$\gamma_G = (\sqrt{\gamma_A} - \sqrt{\gamma_S})^2 \quad (2.64)$$

abschätzen.

Durch Nutzung der Werte für die Oberflächenspannungen für Cobalt ($\gamma_A = 2,51 \text{ N/m}$) und Glas ($\gamma_S = 0,11 \text{ N/m}$) erhält man für die Grenzflächenspannung $\gamma_G = 1,56 \text{ N/m}$. Fasst man diese Werte in Gleichung 2.63 zusammen, erhält man für Cobalt auf Glas ein „VOLMER-WEBER-Wachstum“. Aus diesem Grund wird auch bei der Deposition des Cobalts auf den Glasträgern auf ein Heizen des Trägermaterials verzichtet, da dieses durch Erhöhen der thermischen Energie der Cobaltatome ein Inselwachstum noch zusätzlich unterstützen würde.

2.4.3 Das System Eisen auf Magnesiumoxid

Genauso wie beim System Cobalt auf Glas wird von dem System Eisen auf Magnesiumoxid ein Inselwachstum bevorzugt. Dies lässt sich aus den Verhältnissen der Oberflächenspannungen aus [19] und [20] bestimmen. Hier ergibt sich für die Grenzflächenspannung ein Wert von $\gamma_G = 1,78 \text{ N/m}$, bei Oberflächenspannungen für Eisen von $2,41 \text{ N/m}$ und Magnesiumoxid von $0,047 \text{ N/m}$. Dies wird durch STM-Messungen aus [22] gestützt.

Eisen wächst auf Magnesiumoxid kristallin auf. Die Einheitszellen von Magnesiumoxid und Eisen sind allerdings um 45° gedreht [17]. Die Fehlanpassung zwischen beiden Materialien beträgt etwa $3,5\%$ [22].

2.5 Weitere Messverfahren

In diesem Kapitel werden die Messverfahren erläutert, welche zusätzlich zum MOKE genutzt werden. In Abschnitt 2.5.1 wird auf die RÖNTGEN-Reflektometrie und RÖNTGEN-Beugung eingegangen. Abschnitt 2.5.2 behandelt die Rasterkraftmikroskopie und Abschnitt 2.5.3 die RÖNTGEN-induzierte Photoelektronenspektroskopie.

2.5.1 RÖNTGEN-Reflektometrie und RÖNTGEN-Beugung

Bei der RÖNTGEN-Reflektometrie (XRR) handelt es sich um eine Messmethode, bei der Schichtsysteme auf ihre Schichtdicke und Rauigkeit untersucht werden können.

Die RÖNTGEN-Strahlung, welche eine Photonenenergie im Bereich von 1 keV bis 250 keV besitzt, tritt in Wechselwirkung mit den Elektronen der einzelnen Atome. Es besteht aber nur eine geringe Wechselwirkung, da die Resonanzfrequenz der Elektronen wesentlich geringer ist als die Frequenz der einstrahlenden RÖNTGEN-Strahlung. Für den komplexen Brechungsindex des RÖNTGEN-Strahlung gilt

$$n = 1 - \delta + i\beta \quad . \quad (2.65)$$

Hierbei stellt δ die Dispersion und β die Absorption dar. Werte für δ liegen in der Größenordnung von 10^{-6} , für β sind sie um bis zu zwei Größenordnungen kleiner. Nach dem SNELLIUS'schen Brechungsgesetz ergibt sich für die Grenzflächen zwischen Vakuum ($n_0 = 1$) und Materie ($n \approx 1 - \delta$) ein kritischer Winkel von

$$\theta_C = \sqrt{2\delta} \quad . \quad (2.66)$$

Wenn Winkel größer als θ_C vorhanden sind, wird ein Teil des RÖNTGEN-Strahls transmittiert, der andere Teil reflektiert. Die Reflexion und Transmission lassen sich durch die FRESNEL'schen Formeln darstellen.

Während der Messung erhält man für verschiedene Einfallswinkel Minima und Maxima der Intensität. Ein Maximum der Intensität liegt vor, wenn der Gangunterschied zwischen zwei reflektierten Strahlen gerade ein Vielfaches der Wellenlänge ist. Für einschichtsysteme sind diese Abstände zwischen den einzelnen Maxima ein Maß für die Dicken der einzelnen Schichten.

Bei Mehrschichtsystemen wird die Reflektivität R jeder einzelnen Schicht betrachtet. Dabei gilt für ein Mehrschichtsystem nach [23] die Gleichung

$$R_{j-1,j} = \frac{r_{j-1,j} + R_{j,j+1}e^{id_jq_j}}{1 + r_{j-1,j}R_{j,j+1}e^{id_jq_j}} \quad . \quad (2.67)$$

Hierbei liegt die Schicht, welche einen höheren Index besitzt, tiefer. Bei q_j handelt es sich um den Streuvektor an der j -ten Schicht und d_j um deren Dicke. Durch schrittweises Einsetzen der Reflektivitäten $R_{j,j+1}$ lässt sich somit für jede darüberliegende Schicht die Reflektivität und somit auch die Schichtdicke bestimmen.

Bei der RÖNTGEN-Beugung handelt es sich um eine Methode, mit welcher man die Struktur von Kristallen oder Quasikristallen bestimmen kann. RÖNTGEN-Strahlung wird hierfür genutzt, da deren Wellenlänge in der gleichen Größenordnung liegt, wie die Abstände der Atome innerhalb eines Kristalls. Hierbei wird die RÖNTGEN-Strahlung an der Elektronenhülle der bestrahlten Atome gebeugt. Die von den Atomen reflektierte RÖNTGEN-Strahlung interferiert miteinander. Aus diesem Grund wirken die Kristallgitter für RÖNTGEN-Strahlung wie ein Beugungsgitter. Grundlage für diese Reflexion bildet die BRAGG-Gleichung

$$n\lambda = 2d \sin(\theta) \quad . \quad (2.68)$$

λ stellt hierbei die Wellenlänge der RÖNTGEN-Strahlung, n eine ganze Zahl, d den Abstand der Netzebenen und θ den Winkel, unter welchem die RÖNTGEN-Strahlung auf die Netzebene auftritt, dar. Wie man aus der BRAGG-Gleichung erkennen kann, liegt nur für bestimmte Winkel konstruktive Interferenz vor.

Durch Kenntnisse über das Kristallsystem ist es nun möglich, die unter verschiedenen Winkeln auftretenden Reflexe den einzelnen Netzebenen zuzuordnen und hierdurch die Gitterkonstanten zu bestimmen.

Es ist auch möglich durch Kenntnisse der Gitterkonstanten und den Netzebenen eines Materials die für eine bestimmte Wellenlänge auftretenden Reflexe zu berechnen. Hierdurch kann untersucht werden, ob die erwartete Kristallstruktur in einer Probe vorliegt.

Die RÖNTGEN-Reflexions- und RÖNTGEN-Beugungsmessungen werden am *HASYLAB* an der Beamline W1 durchgeführt. Die Wellenlänge des verwendeten RÖNTGEN-Strahls liegt hier bei 123 pm (entspricht einer Energie von 10 keV).

2.5.2 Rasterkraftmikroskopie

Bei einem Rasterkraftmikroskop (AFM: Atomic Force Microscope) handelt es sich um eine Spezialform des Rastersondenmikroskops. Es wurde von G. BINNIG, C. QUATE und C. GERBER [24] im Jahr 1986 entwickelt.

Es besteht aus einer Blattfeder (Cantilever), an der eine feine Nadel (Spitze) befestigt ist. Die Blattfeder ist beweglich aufgehängt. Durch einen Laserstrahl, welcher an der Oberseite reflektiert und an einer 4-Quadrantendiode detektiert wird, können alle Biegungen und Verdrehungen aufgenommen werden.

Die AFM-Messungen finden während dieser Arbeit alle im Kontaktmodus mit konstanter Kraft (constant force mode) statt. Die Höhe des Cantilevers wird hierbei über einen Regelkreis gesteuert, welcher dafür sorgt, dass zwischen Probe und Cantileverspitze eine konstante Kraft vorliegt. Während des Abrasterns der Probe folgt der Cantilever der Probenoberfläche und senkt oder hebt sich entsprechend, wodurch ein Abbild der Probe erzeugt wird.

Der Grund für diesen Vorgang beruht auf Wechselwirkungen, welche eine Kombination

aus langreichweitigen attraktiven und kurzreichweitigen repulsiven Kräften beinhalten. Diese Kräfte lassen sich zu dem LENNARD-JONES-Potential zusammenfassen, welches durch

$$V = \frac{A}{r^{12}} - \frac{B}{r^6} \quad (2.69)$$

ausdrückt wird. Der Term $\frac{A}{r^{12}}$ beruht auf dem PAULI-Verbot und der COULOMB-Abstoßung. $\frac{B}{r^6}$ hat seine Grundlage in den VAN-DER-WAALS-Kräften.

2.5.3 RÖNTGEN-induzierte Photoelektronenspektroskopie

Bei der RÖNTGEN-Photoelektronenspektroskopie (XPS) handelt es sich um ein Verfahren zur Bestimmung der chemischen Zusammensetzung und elektronischen Beschaffenheit eines Festkörpers.

Durch den äußeren Photoeffekt werden durch elektromagnetische Strahlung der Energie E_p Elektronen mit der kinetischen Energie E_{kin} aus einem Festkörper ausgelöst. Nach EINSTEIN gilt

$$E_{kin} = E_p - E_B - \phi \quad . \quad (2.70)$$

Hierbei handelt es sich bei E_B um die Bindungsenergie und ϕ beschreibt die Austrittsarbeit aus dem Festkörper. Durch Kenntnisse dieser Werte lässt sich die chemische Zusammensetzung von oberflächennahen Gebieten der Probe bestimmen.

Um während dieser Arbeit die Zusammensetzung der Proben in Abhängigkeit von der Tiefe zu gewinnen, wird das Sputter-XPS-Verfahren genutzt. Beim Sputtern handelt es sich um ein Verfahren, bei dem durch Beschuss mit schnellen Ionen Atome von der Probe abgelöst werden. Durch eine Kombination von XPS-Messungen und Sputterdurchläufen ist es möglich, Informationen über die chemische Zusammensetzung von Materialschichten zu gewinnen.

3 Experimentelle Grundlagen

In den nachfolgenden Kapiteln werden die experimentellen Grundlagen erläutert. Hierzu wird in Kapitel 3.1 auf die Grundlagen der MOKE-Apparatur und die Auswertung von Messdaten eingegangen. Danach werden in Kapitel 3.2 die Komponenten der UHV-Kammer beschrieben. Zum Schluss behandelt Kapitel 3.3 die Probenpräparation und die Schichtdickenbestimmung.

3.1 Verwendung der MOKE-Apparatur

Die Komponenten der MOKE-Apparatur werden in Kapitel 3.1.1 beschrieben. Zusätzlich wird das Messverfahren (Abschnitt 3.1.2) sowie die verschiedenen Darstellungsweisen der Messergebnisse (Abschnitt 3.1.3) erläutert.

3.1.1 Aufbau der MOKE-Apparatur

Für die Messungen des magnetooptischen KERR-Effekts wird bei dieser Arbeit ein MOKE-Aufbau in der longitudinalen Bauweise verwendet. Das bedeutet, dass das Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche und parallel zur Einfallsebene des Lichts liegt.

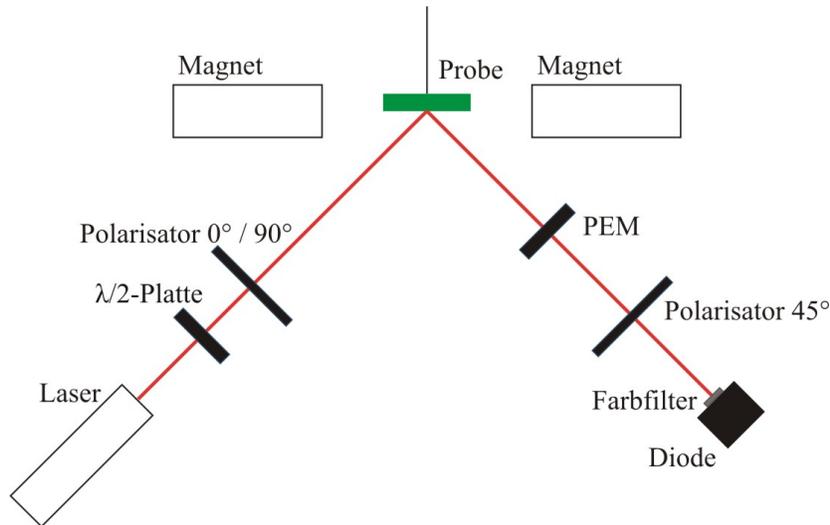


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der MOKE-Apparatur.

Wie man aus der Abbildung 3.1 entnehmen kann, besteht der gesamte Aufbau aus einer Vielzahl von verschiedener Komponenten. Als Lichtquelle für unsere Experimente wird ein HeNe-Laser verwendet, welcher eine Wellenlänge von 632,8 nm hat. Der Laser selbst hat eine Ausgangsleistung von 5 mW und ist schon linear polarisiert. Der Strahldurchmesser des Lasers liegt bei etwa 1 mm, sodass über viele WEISS'sche Bezirke gemittelt

wird.

Hinter dem Laserstrahl steht eine Kombination aus einer $\lambda/2$ -Platte und einem Polarisator. Der Polarisator sorgt dafür, dass linear polarisiertes Licht mit genau der gewünschten Polarisation erzeugt wird (s-, p-polarisiertes Licht). Die $\lambda/2$ -Platte ist für die Regelung der Intensität des Lichts, welches den Polarisator verlassen soll, zuständig. Das Laserlicht wird nach den Regeln des KERR-Effekts an der Probe reflektiert. Die Probe selbst befindet sich zwischen einem Magneten, welcher durch eine Steuerung am PC sein Magnetfeld verändert. Die magnetische Flussdichte zwischen den beiden Polschuhen des Magneten wird mittels einer HALL-Sonde gemessen. Diese gibt ihre Informationen über eine Koppelbox an den PC weiter. Der Magnet selbst kann mit bis zu 10 A betrieben werden, sodass bei normalen Arbeitsbedingungen maximal eine Flussdichte von ca. 70 mT bei einem Polschuhabstand von 8 cm erreicht werden kann [25]. Das Messsignal selbst wird mit einer Silizium-Diode aufgenommen. Diese Diode hat ihre Fotoempfindlichkeit innerhalb des sichtbaren und infraroten Wellenlängenbereichs. Zur Reduzierung von Störungen von außen wird vor der Silizium-Diode ein Interferenzfilter angebaut, welcher nur einen schmalen Wellenlängenbereich, passend zum Wert des reflektierten Laserlichts, durchlässt.

Da das reflektierte Licht von der Probe nicht mehr linear, sondern neben einer Drehung der Polarisationsachse auch elliptisch polarisiert ist, wird vor der Diode noch ein weiterer Polarisator aufgestellt, welcher zum ersten Polarisator um 45° gedreht ist. Hierdurch erhält man aus dem elliptisch polarisierten Signal wieder ein linear polarisiertes Signal, welches zur Intensitätsaufnahme genutzt werden kann. Dieser Polarisator wird auch Analysator genannt.

Da die Änderungen, welche beim magnetooptischen KERR-Effekt auftreten, sehr klein sind, muss zur Bestimmung der KERR-Drehung und KERR-Elliptizität zusätzlich ein photoelastischer Modulator vor den Analysator in den Strahlengang gestellt werden. Der Modulator besteht aus einem Piezo-Kristall, an dem eine Wechselspannung so angelegt wird, dass das durchlaufende Licht parallel zur Einfallsebene moduliert wird. Dies wird erreicht, indem sich der Piezo-Kristall periodisch ausdehnt und wieder zusammenzieht. Der Kristall wird hierdurch doppelbrechend, was zur Folge hat, dass der s- und p-polarisierte Anteil des Lichts unterschiedliche Geschwindigkeiten innerhalb des Kristalls haben.

Nun kann das modulierte Signal in der Silizium-Diode detektiert werden. Dieses Signal wird von einem Lock-In-Verstärker aufgenommen, welcher ebenfalls die Referenzfrequenz des PEM erhält. Die Intensität wird mit dieser Referenzfrequenz oder einem Vielfachen davon vom Lock-In-Verstärker herausgefiltert.

3.1.2 Messablauf

Vor einer Messung müssen zunächst einmal die Punkte der Sättigungsmagnetisierung gefunden werden, um ein ausreichend großes Magnetfeld für die Messungen zu verwenden. Bei Polschuhabständen von 8,5 cm werden hierfür Ströme zum Betreiben des

Magneten zwischen 1,5 A und 3,5 A benötigt.

Der Messablauf wird ab diesem Zeitpunkt vom PC mit Hilfe eines MATLAB Programms gesteuert. Das Programm fährt die Magnetisierungen in einer Richtung in die Sättigung, anschließend in die entgegengerichtete Sättigung. Hierdurch wird dem Nutzer die Möglichkeit gegeben, den Messbereich des Lock-In-Verstärkers zu optimieren. Bei der Messung selbst wird das Magnetfeld in kleinen Schritten verändert, sodass ausreichend Messpunkte für eine Hysterese aufgenommen werden können. Die Zeit zwischen den einzelnen Messpunkten setzt sich aus der Mittelungszeit des Lock-In-Verstärkers (z.B.: 0,3 s) und der Trägheit des Systems aus Magneten und HALL-Sonde (Wartezeit 0,18 s) zusammen [25].

Es werden pro Messdurchlauf zwei Hysteresen aufgenommen, wobei bei der ersten Hysterese in der einen Sättigungsmagnetisierung angefangen wird, bei der zweiten Hysterese beginnt die Messung in der anderen Sättigungsmagnetisierung. Dies hat den Vorteil, dass Intensitätsdrifts herausgemittelt werden können. Insgesamt besteht eine Messung aus mehreren Messdurchläufen, um eine Mittelung über möglichst viele Messungen zu erhalten. Hierdurch wird der größte Teil des Signalrauschens herausgefiltert.

Zuletzt werden die aufgenommenen Messwerte noch auf die Sättigungsmagnetisierung normiert, um die einzelnen Messungen besser miteinander vergleichen zu können.

3.1.3 Darstellungsmöglichkeiten von Messergebnissen

Es gibt mehrere Möglichkeiten die Messergebnisse darzustellen. Man kann direkt die einzelnen Hysteresen miteinander vergleichen. Dies ist zum Beispiel bei direktem Vergleich von Messungen mit dem Vektor-MOKE sinnvoll, wenn man hier die einzelnen Magnetisierungskurven gegenüberstellt.

In anderen Fällen liegen zu viele Magnetisierungskurven vor, um sie direkt miteinander vergleichen zu können. Dies tritt vor allem dann ein, wenn man eine Probe in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt auf der Probe oder von der Drehung der Probe magnetisch charakterisieren will.

In der Abbildung 3.2 wird eine Polaraufnahme (Polarplot) dargestellt. Aufgetragen wird die magnetische Remanenz in Abhängigkeit von der Drehung der Probe.

Hierbei wird bei einem Drehwinkel der Probe von 0° angefangen zu messen. Es wird eine Hysterese aufgenommen und die Remanenzen ausgewertet. Die obere Remanenz der Hysterese (blauer Punkt in Abbildung 3.2 und 3.3), trägt man bei 0° in den Polarplot ein, die untere Remanenz (blaues Dreieck in Abbildung 3.2 und 3.3) wird jeweils immer 180° weiter aufgetragen. Anschließend wird die Probe um 24° gedreht. Unter 24° wird ebenfalls wieder eine Hysterese aufgenommen, wobei die Remanenzen hier für 24° (grüner Punkt in Abbildung 3.2 und 3.4) und 204° (grünes Dreieck in Abbildung 3.2 und 3.4) ausgewertet werden. Dieser Vorgang wird so oft wiederholt, bis man die letzte Messung bei 336° durchgeführt hat.

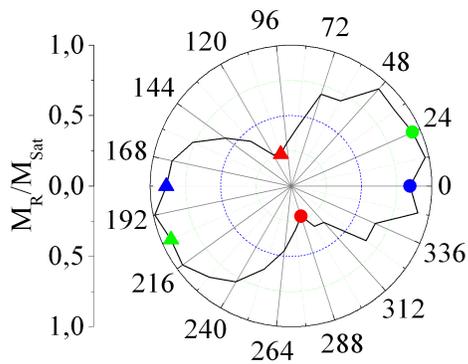


Abbildung 3.2: Beispiel für eine Polaraufnahme mit Kennzeichnungen für Beispielhysteresen. Die Beispielhysteresen sind in den Abbildungen 3.3, 3.4 und 3.5.

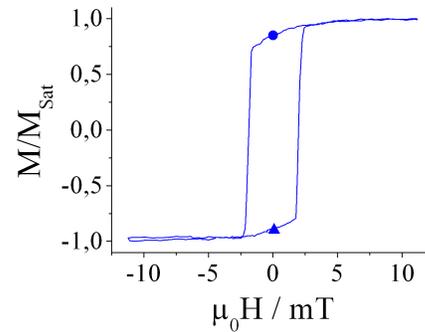


Abbildung 3.3: Die blauen Punkte kennzeichnen die eingetragenen Remanenzen in Abbildung 3.2; obere Remanenz liegt hier bei 0° , untere Remanenz bei 180° .

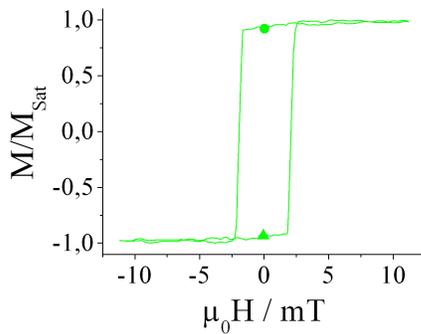


Abbildung 3.4: Die grünen Punkte kennzeichnen die eingetragenen Remanenzen in Abbildung 3.2; obere Remanenz liegt hier bei 24° , untere Remanenz bei 204° .

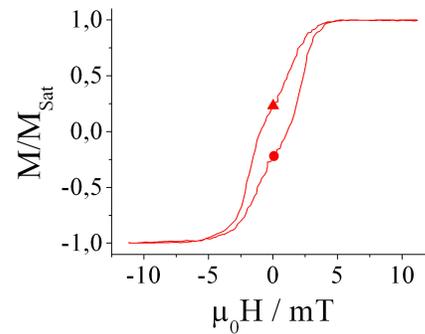


Abbildung 3.5: Die roten Punkte kennzeichnen die eingetragenen Remanenzen in Abbildung 3.2; obere Remanenz liegt hier bei 288° , untere Remanenz bei 108° .

Insgesamt kommt man somit auf 15 Magnetisierungskurven mit insgesamt 30 Punkten für Remanenzen, also für alle 12° ein Messpunkt. Diese Messwerte werden in einem Polardiagramm dargestellt, in welchem man sofort die magnetischen Vorzugsrichtungen erkennen kann. Dies geschieht über einen Fit an den Messdaten der Polaraufnahmen. Hierfür werden die Messdaten nicht mehr polar, sondern in einem x-y-Diagramm aufgetragen.

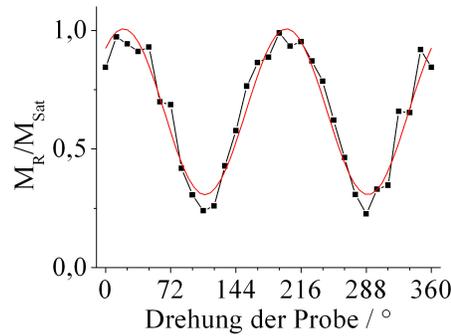


Abbildung 3.6: Beispiel für die Bestimmung der magnetisch leichten Richtung. Schwarze Punkte stellen die Messdaten dar, die rote Linie den Fit für die Bestimmung der magnetisch leichten Richtung.

In Abbildung 3.6 ist die Bestimmung der magnetisch leichten Richtung zu erkennen. Hierbei stellt das Maximum der roten Linie genau diese Richtung dar. Der Fit lässt sich nach

$$m = m_0 + m_1 \cos^2(n(\varphi - \varphi_0)/2) \quad (3.1)$$

berechnen. n gibt die Zähligkeit der magnetischen Anisotropie an. In diesem Fall liegt eine zweizählige magnetische Anisotropie vor, sodass $n = 2$ ist. Weiterhin stellt m_0 eine Verschiebung der Magnetisierung entlang der Ordinate, m_1 den Vorfaktor der winkelabhängigen Änderung der Magnetisierung und φ_0 die Verschiebung der magnetisch leichten Richtung entlang der Abszisse dar. Wegen der in Kapitel 2.2.2 beschriebenen Kristallanisotropie wird für die Änderung der Magnetisierung ein Kosinusquadrat angenommen.

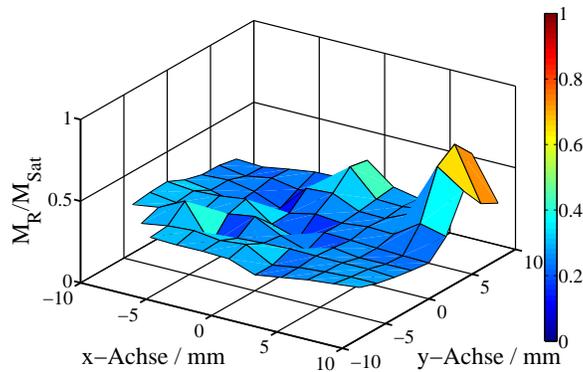


Abbildung 3.7: Beispiel für eine Flächenabrasterung. Aufgetragen ist die magnetische Remanenz in Abhängigkeit von der Messposition auf der Probe.

Die zweite Möglichkeit die Messdaten darzustellen ist, eine Flächenabrasterung der Probe (siehe Abbildung 3.7) vorzunehmen. Hierfür wird ein Nullpunkt auf der Probe ausgewählt, von welchem ausgehend Hysteresen in verschiedenen Abständen aufgenommen werden. Genutzt werden für die Darstellung die Mittelwerte aus den Remanenzen, welche in Abhängigkeit von dem Abstand zum Nullpunkt aufgetragen werden.

3.2 UHV-Bedingungen

An dieser Stelle werden die Grundlagen zur UHV-Technik erläutert. Abschnitt 3.2.1 befasst sich mit dem Aufbau der UHV-Kammer, während in Abschnitt 3.2.2 auf den Verdampfer eingegangen wird.

3.2.1 Aufbau der UHV-Kammer

Zur Herstellung möglichst reiner Proben ist es wichtig, diese im Ultrahochvakuum (UHV) aufzudampfen. Dieses ist von großer Wichtigkeit, um Verunreinigungen innerhalb der herzustellenden Proben so gering wie möglich zu halten.

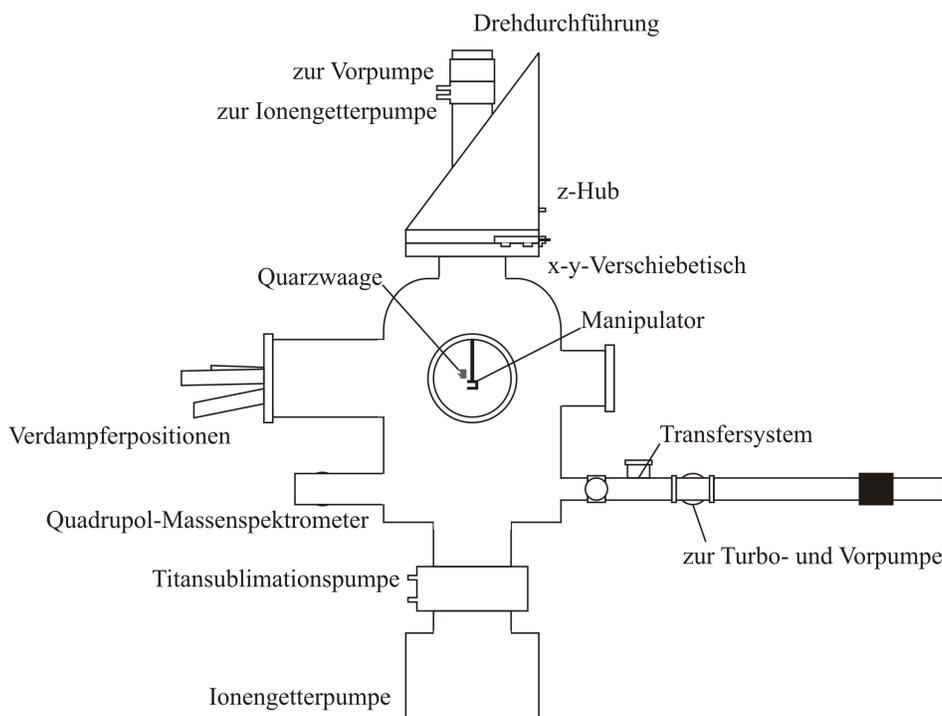


Abbildung 3.8: Schematische Abbildung der verwendeten UHV-Kammer.

Wie man aus der Abbildung 3.8 erkennen kann, besteht die UHV-Kammer aus einer Vielzahl an Komponenten, welche hier kurz erläutert werden.

Als erste Pumpe in diesem System wird eine Drehschieberpumpe genutzt, um ein Vorvakuum, welches um 10^{-3} mbar liegt, zu erzeugen. Die Arbeitsweise einer Drehschieberpumpe beruht auf dem Prinzip der Verdrängung von Luft durch einen rotierenden Kolben. Ein Teil der Restluft innerhalb der Kammer strömt durch eine Zuleitung in den ersten Kolbenbereich. Durch Rotation des Kolbens wird die Luft innerhalb der Pumpe komprimiert. Bei Erreichen des Auslassventils strömt die komprimierte Luft aus dem

Kolbenbereich heraus. Dies funktioniert solange, wie der Umgebungsdruck niedriger ist als der Druck der komprimierten Luft innerhalb der Vorpumpe. Ab ungefähr 10^{-3} mbar ist dies nicht mehr möglich, da der Druck zum Luftauslass zu gering ist.

Um weiterhin mit einer Drehschieberpumpe arbeiten zu können, muss also der Druck innerhalb der Zuleitung zu dieser Pumpe angehoben werden. Dies wird dadurch erreicht, dass man eine Turbomolekularpumpe zwischen Kammer und Zuleitung zur Vorpumpe eingebaut. Die Turbomolekularpumpe besteht aus einer Art Turbine, welche eine Rotationsgeschwindigkeit im Bereich von ca. 500 Hz bis 1500 Hz hat. Die Turbine selbst besteht aus kleinen Lamellen, welche mit den Restgasatomen in der Pumpe zusammenstoßen. Die Rotationsgeschwindigkeit der Lamellen liegt in derselben Größenordnung wie die mittlere Geschwindigkeit der Restgasatome in der Kammer. Durch das Zusammenstoßen von Restgasatomen und Lamellen erhalten diese einen zusätzlichen Impuls und werden aus der Turbomolekularpumpe in Richtung der Vorpumpe herausgedrückt. Turbomolekularpumpen sind bei schwereren Elementen am effektivsten, da diese nach der MAXWELL'schen Geschwindigkeitsverteilung eine geringere mittlere Geschwindigkeit haben als leichtere Elemente. Der Arbeitsbereich einer Turbomolekularpumpe fängt bei etwa 10^{-2} mbar an und geht im optimalen Fall bis 10^{-10} mbar herunter. In diesem Kammersystem erhält man allerdings mit einer Pumpkombination aus Turbomolekularpumpe und Drehschieberpumpe lediglich einen Unterdruck von 10^{-7} mbar, sodass noch weitere Pumpen benötigt werden.

Für das Erreichen noch tieferer Drücke wird bei dieser Kammer eine Ionengetterpumpe genutzt. Hierbei wird das Restgas durch Elektronenstöße ionisiert und anschließend durch ein elektrisches Feld auf Plattenkathoden beschleunigt. Hier werden die ionisierten Atome entweder auf der Oberfläche chemisch gebunden oder in ihr implantiert. Die Plattenkathoden sind im Normalfall mit einem Titanfilm überzogen. Titan besitzt den Vorteil, dass es ein reaktives Material ist, welches leicht andere Elemente an sich bindet. Zusätzlich besteht auch noch die Möglichkeit, dass sich reaktive Elemente aus dem Restgas ohne vorherige Ionisierung an dem Titan binden können. Im Allgemeinen hat eine Ionengetterpumpe eine hohe Pumpleistung und kann unter günstigen Bedingungen Drücke im Bereich von 10^{-11} mbar erreichen. Edelgase hingegen lassen sich mit einer Ionengetterpumpe nur schlecht pumpen, da sie sich nicht chemisch binden lassen.

Um noch niedrigere Drücke innerhalb der UHV-Kammer zu realisieren, wird zusätzlich noch eine Titansublimationspumpe verwendet. Bei dieser Pumpe wird an einem Titanstab innerhalb der Kammer ein hoher Strom angelegt, sodass durch die resultierende Temperaturerhöhung Titan aus dem Stab heraussublimieren kann. Hierdurch wird ein frischer Titanfilm im Bereich des Sublimators auf die Wände gelegt, sodass diese wieder Restgasatome an sich binden können.

Um die Elementverhältnisse innerhalb des Restgases zu bestimmen, ist ein Quadrupol-Massenspektrometer in die Kammer eingebaut. Das Prinzip eines Massenspektrometers beruht darauf, durch Ionisation von Restgasatomen das Verhältnis von Masse zur Ladung zu bestimmen. Beim Quadrupol-Massenspektrometer durchfliegt das ionisierte Restgas vier parallel zueinander liegende Stabelektroden. An den Stabelektroden ist ein Potential angelegt, welches aus einer Kombination aus Gleichspannung und hochfre-

quenter Wechselspannung besteht, wobei die gegenüberliegenden Elektroden auf dem gleichen Potential liegen. Durch Änderung des Potentials an den Elektroden ist es möglich, eine Selektionen nach dem „Masse pro Ladungs“-Verhältnis zu erreichen. Die nicht herausgefilterten m/q -Verhältnisse werden in einem Sekundärelektronenvervielfacher detektiert.

Wie man aus der Abbildung 3.8 entnehmen kann, ist noch ein Schleusensystem an der Kammer angebracht. Dieses Schleusensystem kann durch Ventile vollständig vom Rest der Kammer getrennt werden, sodass man in Vorkammer (Schleusenkammer) und Hauptkammer unterscheidet. Der Vorteil eines solchen Aufbaus liegt darin, dass man zum Wechseln der Probe diese lediglich aus der Hauptkammer in die Schleusenkammer befördern muss, sodass nur diese relativ kleine Kammer zu öffnen ist. Die Probe selbst ist auf einem Probenhalter befestigt, welcher innerhalb der Hauptkammer im Manipulator sitzt. Um die Probe wechseln zu können, muss der Probenhalter mit Hilfe eines Transferstabs aus der Vorkammer aus dem Manipulator herausgelöst werden.

Um nun alle nötigen Bewegungsmöglichkeiten für den Manipulator innerhalb der Kammer zu gewährleisten, ist dieser an einer Drehdurchführung fixiert, welche wiederum auf einem xy -Verschiebetisch und z -Hub befestigt ist. So ist es möglich, eine Probe innerhalb der Kammer in alle drei Raumrichtungen zu verfahren und zusätzlich diese auch noch um 360° zu drehen.

3.2.2 Der Verdampfer

Zur Herstellung der Proben wird die Molekularstrahlepitaxie (MBE) genutzt. Hierbei wird das zu verdampfende Material soweit erhitzt, dass es sublimiert und somit in die Gasphase übergeht. Beim Auftreffen auf andere Gegenstände innerhalb der Kammer kann es an deren Oberfläche resublimieren und dort einen Film bilden.

Zur Herstellung solcher Schichten auf den von uns verwendeten Substraten wird ein Verdampfer benötigt.

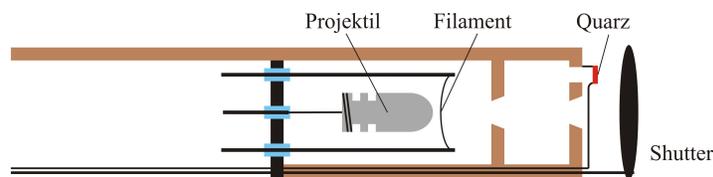


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung eines Verdampfers für Elemente, die aus einem Projektil heraus verdampft werden.

Die wichtigsten Bestandteile eines Verdampfers sind in Abbildung 3.9 dargestellt. Dieser besteht aus einem Rumpf (braun), einem Verdampferprojektil und einem Filament. Das Verdampferprojektil wird an einem Wolframdraht (Durchmesser 0,5 mm) befestigt, welcher an einer Stromdurchführung in einer Bodenplatte (schwarz) angebracht wird.

Um das Projektil herum wird ein Filament (Wolfram: Durchmesser 0,125 mm) gelegt, welches an zwei Halterungsstreben angeschraubt wird. Diese werden ebenfalls elektrisch isoliert auf der Bodenplatte befestigt. Der gesamte Aufbau auf der Bodenplatte wird in den Verdampferrumpf eingesetzt und dort verschraubt.

Um verdampfen zu können, legt man am Projektil eine Hochspannung zwischen 500 V und 1500 V, abhängig vom Material, an. Das Filament wird soweit erhitzt bis es anfängt zu glühen und bedingt durch die Hochspannung Elektronen zum Projektil hin emittiert. Diese Elektronen geben beim Auftreffen auf das Projektil ihre kinetische Energie in Form von Wärme ab, sodass sich das Verdampfergut erwärmen kann. Ab einer bestimmten Leistung am Projektil verdampft dieses.

Um einen einigermaßen ausgerichteten Strahl zu erreichen, werden zwei Kupferplatten mit einer Bohrung in der Mitte an dem Verdampferrumpf befestigt. In der zweiten Kupferplatte befindet sich noch eine weitere Bohrung, über der ein Quarz befestigt wird, welcher mit einer Frequenz von 10 MHz schwingt. Dieser Quarz ist zur Schichtdickenbestimmung gedacht. Durch das Aufdampfen auf den Quarz kommt es zu einer Frequenzabnahme, welche proportional zur aufgedampften Masse ist. Um den Zeitraum festzulegen in dem man auf das Substrat aufdampfen will, ist ein Shutter vor dem Verdampfer befestigt, welcher den Molekularstrahl unterbrechen kann.

Zur weiteren Bestimmung der Schichtdicke befindet sich eine Quarzwaage in der Kammer. Beim Aufdampfen auf diese Waage kann man die Aufdampfrate des zu verdampfenden Materials bestimmen und anschließend die Schichtdicke während des Aufdampfens auf das Substrat berechnen.

Bei Verwendung von Silizium als Verdampfermaterial wird das Projektil gegen einen Tiegel ausgetauscht, in welchen einzelne Siliziumbruchstücke eingefüllt werden. Der Grund hierfür ist, dass das Silizium, im Gegensatz zu Cobalt und Eisen, aus einer Schmelze verdampft.

3.3 Probenpräparation und Schichtdickenbestimmung

Für die Reinheit der Proben ist es von großer Wichtigkeit, diese vor dem Bedampfen einer Reinigung zu unterziehen. Die nötige Vorgehensweise wird nun erläutert. Auch wird auf die Besonderheiten bei der Deposition des zu verdampfenden Materials eingegangen. In Abschnitt 3.3.1 wird das System Cobalt auf Glas und in Abschnitt 3.3.2 Eisen auf Magnesiumoxid behandelt.

3.3.1 Cobalt auf Glas

Um ein möglichst reines Glassubstrat zu erhalten ist es nötig, dieses mit einem weichen, fusseligen Tuch, welches mit Isopropanol versetzt wurde, zu säubern. Anschließend wird das vorgereinigte Glassubstrat innerhalb eines Ultraschallbades in Isopropanol gereinigt. Nach Entnahme des Glasträgers aus dem Ultraschallbad werden Überreste des Isopropanols durch einen Stickstoffstrahl entfernt. Nach dieser Behandlung werden die Glasträger dann in die UHV-Kammer eingebaut.

Anschließend kann das Cobalt auf das Trägersubstrat aufgedampft werden. Hierzu wird das Cobalt innerhalb des Verdampfers aufgeheizt, sodass dieses konstant verdampft. Dazu wird an dem Cobaltprojektil eine Hochspannung von 1000 V angelegt. Das Filament um das Projektil herum wird so weit hochgeheizt, bis insgesamt eine Leistung von rund 27 W am Cobaltprojektil erreicht wird. Vor dem Beginn der Deposition des Cobalts auf dem Glasträger wird die Aufdampftrate mit der Quarzwaage bestimmt. Nach dem Ende des Aufdampfens auf den Träger wird die Aufdampftrate noch einmal kontrolliert. Bei längerem Aufdampfen ist es sinnvoll, die Aufdampftrate zwischenzeitlich zu überprüfen.

Da alle Messungen am MOKE in Atmosphäre durchgeführt werden, erscheint eine Siliziumschutzschicht sinnvoll. Aus diesem Grund wird nach der Deposition des Cobalts auf dem Glasträger eine Siliziumschicht von einigen nm aufgedampft. Hierzu wird an dem Tiegel des Silizium-Verdampfers eine Hochspannung im Bereich von 1200 V angelegt. Das Filament des Silizium-Verdampfers wird so weit hochgeheizt, bis eine Leistung von ca. 90 W anliegt.

Die Schichtdicken werden an vier Cobaltproben per RÖNTGEN-Reflektometriemessungen geeicht. Die für das Schichtsystem gefundenen Messwerte sind durch Simulationsrechnungen bestimmt worden, wodurch die einzelnen Schichtdicken der Cobaltschicht und der Siliziumschicht ermittelt werden können.

In Abbildung 3.10 ist die Eichkurve für den Cobaltverdampfer zu sehen. Es ist zu erkennen, dass zwischen den Schichtdicken der XRR-Daten und denen der Quarzwaage ein linearer Zusammenhang besteht. Allerdings liegt zwischen beiden Werten ein Faktor von zehn, welcher beim Herstellen von weiteren Proben zu beachten ist. Die Messungen und Simulationen der XRR-Daten befinden sich im Anhang.

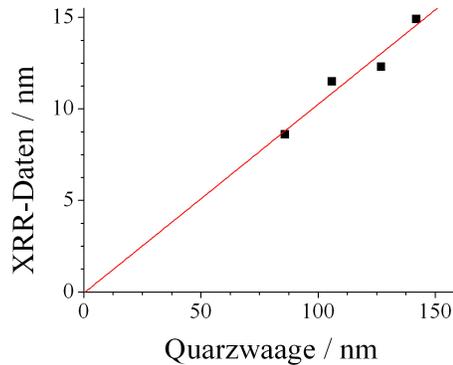


Abbildung 3.10: Schichtdicken der Cobaltproben, durch XRR-Messungen vermessen und durch Simulationen bestimmt. Schwarze Punkte kennzeichnen die gefundenen Daten. Die rote Linie ist die Eichgerade.

3.3.2 Eisen auf Magnesiumoxid

Um ein möglichst reines System aus Eisen und Magnesiumoxid zu erhalten ist es wichtig, vor der Deposition von Eisen das MgO zu säubern. Dies passiert außerhalb der UHV-Kammer durch vorheriges Reinigen des MgO mit Isopropanol. Innerhalb der UHV-Kammer wird eine zusätzliche Säuberung durch starkes Heizen erreicht. Nach [22] und [26] reicht starkes Erhitzen des MgO, um dieses von Verunreinigungen zu befreien.

Das MgO-Substrat wird aus diesem Grund für 24 h auf ca. 100°C erwärmt und anschließend noch einmal für eine Stunde auf Temperaturen über 700°C geheizt [26]. Vor der Deposition des Eisens auf dem Substrat sollte dieses abkühlen bis es ungefähr Raumtemperatur erreicht.

Das Eisen wird mit einer Leistung von rund 30 W aufgedampft, wobei die Projektilspannung 1500 V beträgt. Um das Eisen vor der Oxidation in der Atmosphäre zu schützen, wird dieses wie beim Cobalt, zusätzlich mit Silizium bedampft.

4 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse vorgestellt. Kapitel 4.1 behandelt die möglichen Einflüsse, welche durch die MOKE-Anlage auf die Messung einwirken, sowie Einflüsse, die durch die Proben selbst entstehen. Anschließend wird in Kapitel 4.2 nach Gründen für die magnetische Vorzugsrichtung von Cobalt auf Glas gesucht. Kapitel 4.3 befasst sich mit der Alterung von magnetischen Cobaltschichten mit und ohne Siliziumschuttschicht. Zum Abschluss werden in Kapitel 4.4 einige Messungen an der Fe/MgO-Probe vorgestellt.

4.1 Fehlerbestimmung

In diesem Abschnitt wird eine ausführliche Fehlerbetrachtung der MOKE-Anlage durchgeführt. Hierzu werden einige Messreihen gezeigt, bei denen gezielt immer nur eine Komponente des Aufbaus verändert wird, um Fehler bei der Justierung festzustellen. Der erste Teil der Messreihe befasst sich mit dem Fall, dass die Probe nicht optimal innerhalb des Magnetfeldes positioniert wird. Anschließend wird untersucht, welche Einflüsse auf die Messung bestehen, wenn man den photoelastischen Modulator nicht an der gleichen Stelle trifft. Danach werden noch mehrere Langzeitmessungen durchgeführt, um eine Standardabweichung für die Messungen zu bestimmen. Auch wird der Einfluss der Messposition auf der Probe betrachtet. Zuletzt werden noch zwei Messungen zu einer reinen Siliziumprobe vorgestellt, um den Einfluss der Siliziumschuttschicht einzuschätzen.

4.1.1 Gezielte Fehlpositionierung der Probe im Magnetfeld

Bei dieser Messreihe wird der Einfluss der Probenposition innerhalb des Magnetfeldes auf die Magnetisierungskurve untersucht. Dies ist von großer Wichtigkeit, da nicht davon ausgehen ist, die Probe immer auf der gleichen Stelle im Magneten zu positionieren. Dieses wäre zum Beispiel bei Flächenabtrasterungen nur mit sehr großem Aufwand möglich, indem man den Magneten entsprechend mit verschiebt. Bei Polaraufnahme ist es ausgeschlossen den Magneten entsprechend zu korrigieren, da sich die Probe nicht zwingend um einen zentralen Punkt dreht.

Aus diesen Gründen ist es interessant eine solche Messreihe durchzuführen, um zu kontrollieren, ob zwischen der Probenposition im Magnetfeld und der Magnetisierungskurve eine Abhängigkeit besteht.

Um die Vergleichbarkeit der Messungen zu garantieren, muss sichergestellt werden, dass die Probe von dem einfallenden Lichtstrahl immer an der gleichen Stelle und mit dem gleichen Einfallswinkel getroffen wird. Andernfalls könnte das Auftreffen auf eine andere Stelle der Probe einen nennenswerten Einfluss auf das Ergebnis haben. Aus diesem Grund wäre es sehr unpraktikabel den gesamten Messaufbau immer genau zu verrücken und neu auszurichten. Deshalb wird nicht die Probe sondern das Magnetfeld verscho-

ben. Die Verschiebung wird allerdings immer wieder dahingehend zurückgerechnet, als ob die Probe bewegt wurde.

Die einzelnen Messungen werden in mit Schritten von 2 mm aufgenommen. In x-Richtung handelt es sich um insgesamt 11 Messungen von -10 mm bis +10 mm während auf der z-Achse 13 Messungen im Bereich von -12 mm bis +12 mm durchgeführt werden.

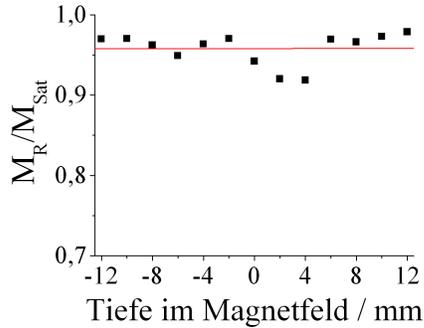


Abbildung 4.1: Die Messung zeigt die Abhängigkeit der magnetischen Remanenz von der Verschiebung senkrecht zum Magnetfeld (z-Richtung).

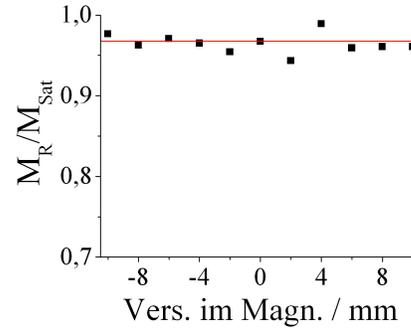


Abbildung 4.2: Die Messung zeigt die Abhängigkeit der magnetischen Remanenz von der Verschiebung parallel zum Magnetfeld (x-Richtung).

Wie man aus den Abbildungen 4.1 und 4.2 erkennen kann, sind die Unterschiede zwischen den magnetischen Remanenzen relativ gering. Wenn man die beiden Abbildungen genauer betrachtet ist zu erkennen, dass lediglich die beiden Werte für +2 mm und +4 mm bei den Messungen senkrecht zum Magnetfeld (z-Richtung) etwas von dem sonst linearen Verlauf abweichen. Eventuell sind hier bei der Messung weitere Störungen aufgetreten, welche zu dieser Abweichung geführt haben. Allerdings sind die Differenzen zwischen Messwert und Mittelwert immer noch so gering, dass hieraus kein Einfluss auf die Unterscheidung von magnetisch leichten und schweren Richtungen entsteht.

Für die Richtung parallel zum Magnetfeld (x-Richtung) sind keine größeren Abweichungen festzustellen, sodass hier ein konstantes Messsignal nachgewiesen werden kann.

4.1.2 Gezielte Fehlpositionierung des PEM innerhalb des Strahlengangs

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, ob unterschiedliches Durchlaufen des photoelastischen Modulators einen Einfluss auf die Vergleichbarkeit der Messergebnisse hat. Hierzu passiert der reflektierte Lichtstrahl den Modulator an verschiedenen Stellen. Diese Stellen sind über den gesamten PEM verteilt. Zum Vergleich der Messungen wird auch hier die magnetische Remanenz betrachtet.

Bei dem Versuch ist weiterhin zu beachten, dass alle anderen Bauteile des MOKE in der

gleichen Position belassen werden, um keine Verfälschung der Ergebnisse zu riskieren. Zunächst wird die Abhängigkeit für die Änderung der Höhe des Modulators betrachtet.

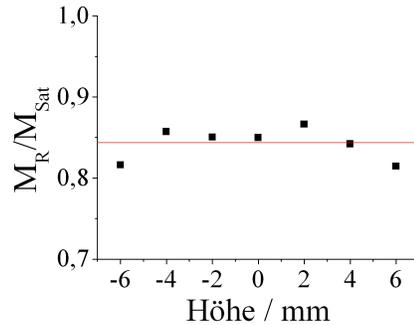


Abbildung 4.3: Änderung der Remanenz in Abhängigkeit von der Höhe des PEM.

Wie man aus der Abbildung 4.3 erkennen kann, liegt im Bereich zwischen -4 mm und +4 mm keine nennenswerte Änderung der magnetischen Remanenz vor. Lediglich bei +6 mm und -6 mm ist eine kleinere Abweichung zu den anderen Werten zu erkennen. Allerdings ist diese Abweichung vom Mittelwert auch nur sehr gering.

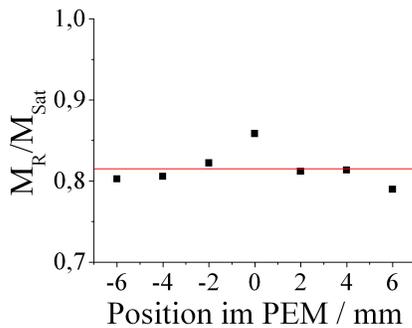


Abbildung 4.4: Vergleich der Remanenzen in Abhängigkeit von der Verschiebung des PEM auf der Höhe von +2 mm.

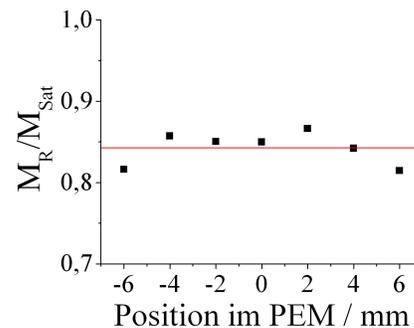


Abbildung 4.5: Vergleich der Remanenzen in Abhängigkeit von der Verschiebung des PEM auf der Höhe von 0 mm.

Anschließend werden auf den Höhen zwischen -4 mm und +2 mm Messungen aufgenommen. Die Höhen selbst sind bei diesen Messungen konstant zu halten, es wird lediglich der PEM senkrecht zur Strahlrichtung und parallel zur Einfallsebene verschoben.

Den Abbildungen 4.4, 4.5 und 4.6 ist sehr gut zu entnehmen, dass die Remanenz relativ

konstant in Abhängigkeit von der Verschiebung des Modulators ist. Lediglich in 4.7 ist zu erkennen, dass hier eine Abhängigkeit von der Position des Lichtstrahls bezogen auf den PEM vorliegt.

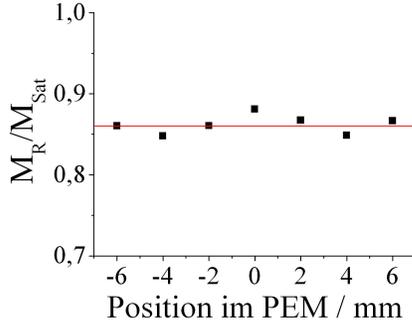


Abbildung 4.6: Vergleich der Remanenzen in Abhängigkeit von der Verschiebung des PEM auf der Höhe von -2 mm

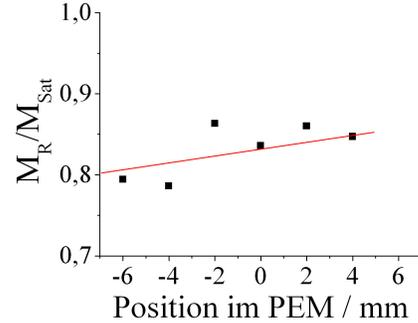


Abbildung 4.7: Vergleich der Remanenzen in Abhängigkeit von der Verschiebung des PEM auf der Höhe von -4 mm

4.1.3 Auswertung von Langzeitmessungen

Jeder Messprozess kann statistischen Abweichungen unterliegen. Aus diesem Grund ist es sinnvoll mehrere Messungen aufzunehmen, bei denen keine Einstellungen verändert werden. Dies sichert eine optimale Vergleichbarkeit der Messungen. Um einen möglichst guten Mittelwert und eine gute Standardabweichung zu bestimmen ist es wichtig, viele Messungen zu haben. Um dies zu gewährleisten, sind 300 Messungen aufgenommen worden; jeweils für magnetisch leichte und magnetisch schwere Richtungen.

Bei diesen Messungen werden die magnetischen Remanenzen aus den einzelnen Magnetisierungskurven betrachtet. Da es jeweils eine Remanenz für die obere und untere Hälfte einer Hysterese gibt, erhält man pro Messung zwei Messwerte. Allerdings werden die obere und untere Remanenz getrennt voneinander betrachtet.

Der Mittelwert wird einfach durch das Mitteln der Remanenzen bestimmt. Für die Standardabweichung gilt

$$\Delta m = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (m_i - \bar{m})^2} \quad . \quad (4.1)$$

In der Gleichung steht N für die Gesamtanzahl der Messungen, m_i für den aktuellen Messwert und \bar{m} für den Mittelwert aller Messungen.

	Richtung	Mittelwert \bar{m}	Standardabweichung Δm
1. Messung	leichte	0,9378	0,0181
2. Messung	leichte	0,9520	0,0141
3. Messung	schwere	0,7905	0,0121
4. Messung	schwere	0,7882	0,0153

Tabelle 1: Tabelle zeigt die Mittelwerte und Standardabweichungen der Langzeitmessungen.

Wie man aus der Tabelle 1 erkennen kann, liegen die Werte für die Standardabweichungen bei weniger als 2% von der gemessenen Remanenz. Dies ist für die Standardabweichung ein recht geringer Wert und kann daher vernachlässigt werden.

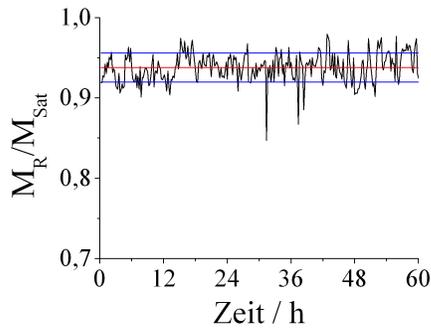


Abbildung 4.8: 1. Messung: Remanenzen der magnetisch leichten Richtung in Abhängigkeit von der Zeit. Rote Linie kennzeichnet den Mittelwert, die blauen Linien den Mittelwert plus bzw. minus der Standardabweichung. Die Remanenzen aus dem oberen Teil der Hysteresen werden hier verwendet.

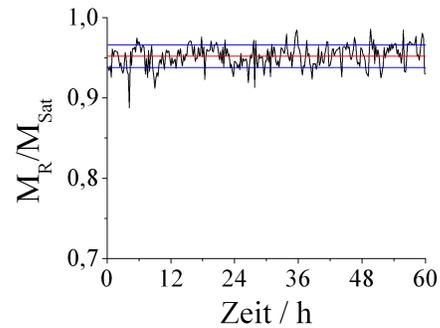


Abbildung 4.9: 2. Messung: Remanenzen der magnetisch leichten Richtung in Abhängigkeit von der Zeit. Rote Linie kennzeichnet den Mittelwert, die blauen Linien den Mittelwert plus bzw. minus der Standardabweichung. Die Remanenzen aus dem unteren Teil der Hysteresen werden hier verwendet.

Bei den Messungen in der magnetisch leichten Richtung in Abbildung 4.8 und 4.9 fällt sofort auf, dass es dauerhaft Schwankungen innerhalb des Messsignals gibt, welche sich im Bereich des Mittelwerts \pm der Standardabweichung aufhalten. Allerdings ist auch zu erkennen, dass es einzelne Messwerte gibt, welche große Unterschiede zu dem Mittelwert aufweisen. Dies ist bei Abbildung 4.8 zum Beispiel nach 31,4 h, 37,4 h und 38,4 h der Fall. Bei den Werten für Abbildung 4.9 ist dies nach 3 h der Fall. Für die Abweichungen werden nun die einzelnen Hysteresen genauer betrachtet.

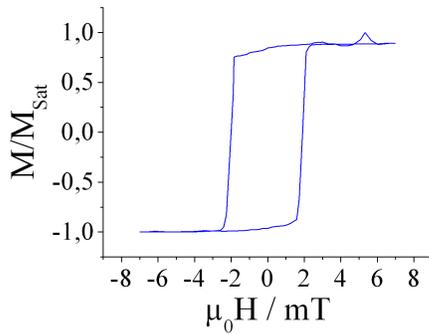


Abbildung 4.10: Magnetisierungskurve der Messung nach 31,4 h. Fehler im Messsignal zwischen 5 mT und 6 mT ist zu erkennen.

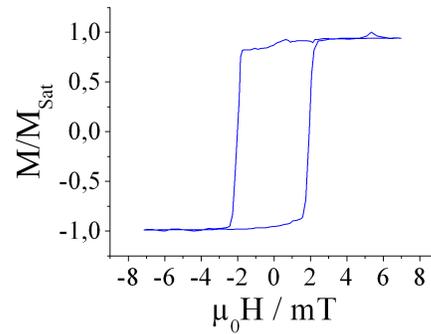


Abbildung 4.11: Aufgenommene Hysterese nach 37,4 h. Ebenfalls ist ein Fehler im Messsignal zwischen 5 mT und 6 mT zu erkennen.

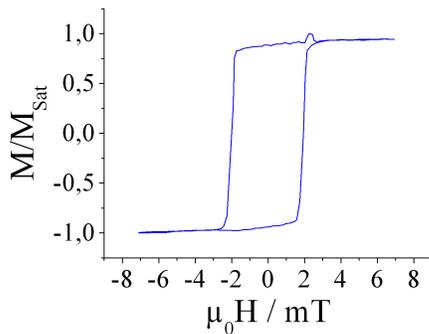


Abbildung 4.12: Magnetisierungskurve der Messung nach 38,4 h. Hier treten Abweichungen bei etwa 2 mT auf.

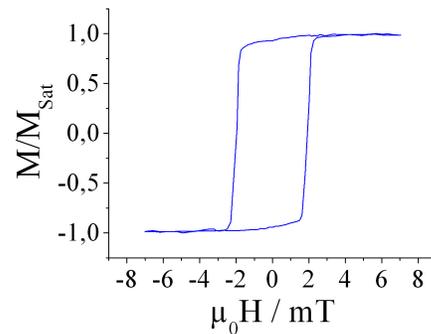


Abbildung 4.13: Beispiel für eine Hysterese ohne Fehler im Messablauf. Nur geringe Schwankungen ohne Einfluss vorhanden.

Aus den Abbildungen 4.10, 4.11 und 4.12 sind, verglichen mit Abbildungen 4.13 Unterschiede in den Magnetisierungskurven zu erkennen. Diese Abweichungen von der normalen Hysterese lassen sich mit einzelnen Fehlern und Schwankungen bei der Messdatenaufnahme erklären.

Bei den Messungen in magnetisch schwerer Richtung (Abbildungen 4.14 und 4.15) zeigt sich ein recht ähnliches Verhalten wie es schon für die leichte Richtung aufgetreten ist. Bei der Messung zur Abbildung 4.14 erkennt man, dass hier nach 26,6 h einmal ein größerer Fehler bei einer Hysterese aufgetreten ist. Wenn man die Messungen von Abbildung 4.15 näher betrachtet, fällt auf, dass hier ein ganzer Bereich an Messungen

zwischen 31 h und 40 h oberhalb der blauen Linie liegt.

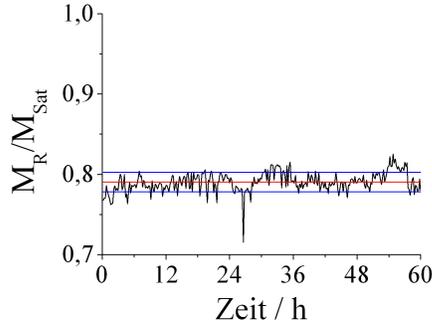


Abbildung 4.14: 3. Messung: Remanenzen in Abhängigkeit von der Zeit. Rote Linie kennzeichnet den Mittelwert, die blauen Linien den Mittelwert plus bzw. minus der Standardabweichung.

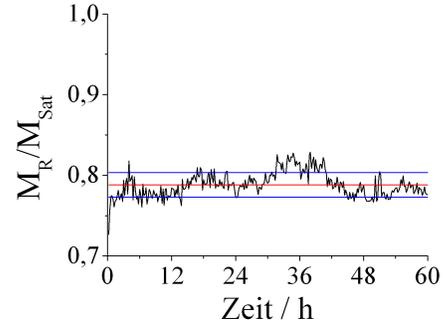


Abbildung 4.15: 4. Messung: Remanenzen in Abhängigkeit von der Zeit. Rote Linie kennzeichnet den Mittelwert, die blauen Linien den Mittelwert plus bzw. minus der Standardabweichung.

4.1.4 Gleichmäßigkeit einer magnetischen Vorzugsrichtung auf den Co-Proben

Bei Glas handelt es sich um einen amorphen Körper. Aus diesem Grund ist es interessant, dass magnetische Verhalten einer ganzen Cobaltschicht auf Glas näher zu untersuchen. Hierzu wird bei der 50 nm Cobaltproben aus Berlin (siehe [25]) eine Flächenabrasterungen vorgenommen.

Zur Messung wird ein Nullpunkt auf der Probe gewählt, von dem aus in 2 mm-Abständen in x- und y-Richtungen Hysteresen aufgenommen und deren Remanenzen ausgewertet werden. Die Messungen finden jeweils entlang der magnetisch leichten und schweren Richtung statt.

Wie man aus der Abbildung 4.16 erkennen kann, liegt für die magnetisch leichte Richtung ein relativ konstantes Verhalten der Remanenz vor. In Abbildung 4.17 sieht man, dass die magnetische Remanenz über den größten Teil der Probe nur geringe Schwankungen aufweist. Allerdings sind im rechten Randbereich der Probe große Unterschiede in der magnetischen Remanenz zu erkennen.

Feststellen lässt sich aber, dass für diese Probe das magnetische Verhalten in der magnetisch leichten und schweren Richtung relativ konstant ist, solange man Messungen im Mittelteil der Probe durchführt.

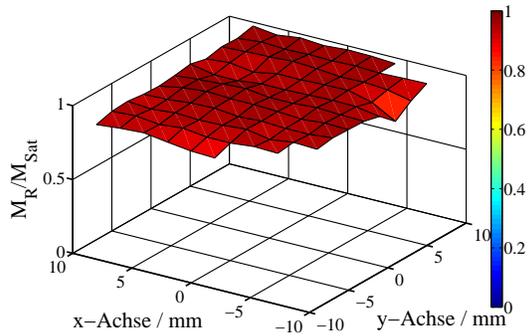


Abbildung 4.16: Flächenabrasterung der 50nm Cobaltprobe in der magnetisch leichter Richtung. Der Wert für die magnetische Remanenz ist über die gesamte Fläche relativ konstant.

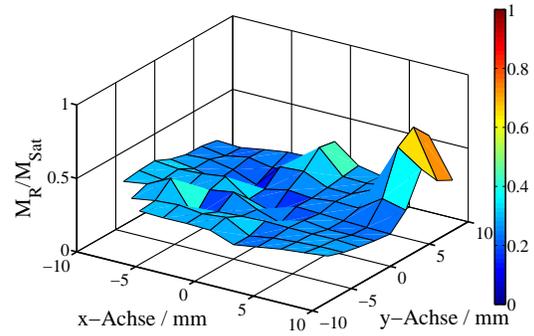


Abbildung 4.17: Flächenabrasterung der 50nm Cobaltprobe in der magnetisch schweren Richtung. Mit Ausnahme des Randgebiets rechts auf der Probe liegt eine magnetisch schwere Richtung vor.

4.1.5 Test an einer Siliziumschicht

Um den Einfluss der Siliziumschutzschicht auf die Messungen zu untersuchen, wird eine Probe hergestellt und vermessen, bei welcher nur Silizium aufgedampft wird.

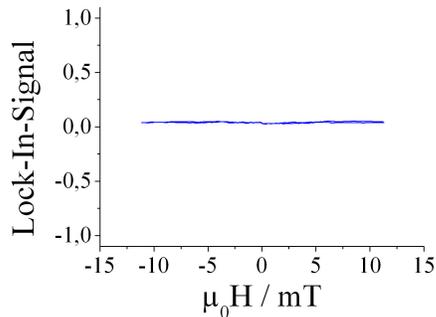


Abbildung 4.18: Messung an Silizium. Magnetfelder im Bereich von -12 mT bis 12 mT. Es ist keine nennenswerte Änderung des Lock-In-Signals zu erkennen.

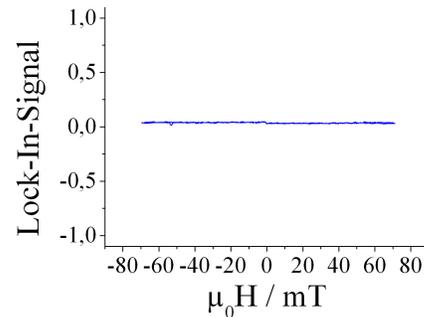


Abbildung 4.19: Messung an Silizium. Magnetfelder im Bereich von -70 mT bis 70 mT. Es ist keine nennenswerte Änderung des Lock-In-Signals zu erkennen.

In den Abbildungen 4.18 und 4.19 ist keine Änderung des Lock-In-Signals, also auch der Magnetisierung, in Abhängigkeit des äußeren Magnetfeldes zu erkennen. Die Messungen

werden alle mit Einstellungen durchgeführt, welche den anderen Messungen innerhalb dieser Arbeit entsprechen.

4.1.6 Diskussion der Messergebnisse

Zusammenfassend ist zu diesen Messergebnissen zu sagen, dass Fehler durch die Einstellungen der gesamten Anlage auftreten können. Allerdings sind die Einflüsse, welche durch eine Fehlpositionierung innerhalb des Magnetfeldes auftreten, sehr gering.

Eine nicht optimale Positionierung des photoelastischen Modulators kann einen kleinen Einfluss auf die Messung nehmen. Dieser lässt sich sehr gering halten, indem man sicherstellt, den PEM ungefähr mittig zum Strahlengang zu justieren.

Wie aus den Langzeitmessungen zu entnehmen ist, können durch Fehler innerhalb des Messsignals massive Einflüsse auf die Ergebnisse eintreten. Gründe für diese Fehler während der Messungen liegen in plötzlich vorkommenden Schwankungen innerhalb der Messsignalaufnahme des Lock-In-Verstärkers. Wie in den Abbildungen 4.10, 4.11 und 4.12 gezeigt, tritt hierdurch ein falsches Messsignal für die Magnetisierungen auf, welches oberhalb der Sättigungsmagnetisierung liegt. Da das Messprogramm die Messung auf den maximalen Messwert normiert, wird hierfür die obere Hälfte die Normierung nicht auf die Sättigungsmagnetisierung bezogen, sondern auf den fehlerhaften Messpunkt. Aus diesem Grund treten zu geringe Remanenzen auf. Um diese Verfälschung der Messergebnisse zu umgehen, sollte man nach jeder Messung die Hysteresen genau betrachten und fehlerhafte Messdurchläufe aussortieren oder neu normieren.

Bei den Flächenabrasterungen bleibt zu beachten, dass Polaraufnahmen möglichst mittig durchgeführt werden. Hierdurch werden Messfehler reduziert, sollte wie bei Abbildung 4.17 am Randbereich ein unterschiedliches magnetisches Verhalten vorhanden sein. Da die später genutzten Proben zu einem Teil durchsichtig sind, ist bei Polaraufnahmen eine Kennzeichnung unterhalb der Probe sinnvoll. Auf diese Weise wird bei der Polaraufnahme immer die gleiche Stelle untersucht.

Für die Messung an der Silizium Probe aus den Abbildungen 4.18 und 4.19 ist keine Änderung des Lock-In-Signals in Abhängigkeit des äußeren Magnetfeldes zu erkennen. Da es sich bei Silizium um ein diamagnetisches Material handelt, ist die magnetische Permeabilität kleiner als Eins. Verglichen mit der magnetischen Permeabilität von Ferromagneten fällt sie wesentlich geringer aus. Sputter-XPS Messungen haben gezeigt, dass das Siliziumcap tatsächlich zum größten Teil aus SiO_2 besteht (Abbildung A.5). Aus diesem Grund und den Informationen aus Kapitel 2.3.3 kann man folgern, dass das Silizium keinen Einfluss auf die Messung hat.

4.2 Untersuchung der Gründe für das Entstehen von magnetischen Vorzugsrichtungen beim System Cobalt auf Glas

Da Cobalt auf Glas eine magnetische Vorzugsrichtung ausbildet, ist es von Interesse zu untersuchen, welche Gründe hierfür verantwortlich sind. Hierzu werden Messungen durchgeführt, bei denen gezielt Aufdampfbedingungen geändert werden, um deren Auswirkungen auf die magnetischen Vorzugsrichtungen festzustellen.

In Artikel [27] werden Cobaltschichten auf Glas untersucht. J. B. WEDDING stellt hierbei magnetische Vorzugsrichtungen dieses Systems fest. Vermutungen von J. B. WEDDING deuten darauf hin, dass Gründe für die magnetische Vorzugsrichtung unter anderem im Bereich der Substratbeschaffenheit oder auch Aufdampfbedingungen liegen könnten.

Im Folgenden wird nach Gründen für die Bildung einer magnetischen Vorzugsrichtung gesucht. Hierzu wird für eine bestmögliche Vergleichbarkeit ein Glasträger in der Größe von $50\text{ mm} \times 50\text{ mm}$ in neun Glasplättchen zerschnitten. Diese Glasplättchen werden mit Cobalt innerhalb der UHV-Kammer bedampft und anschließend auf ihre magnetischen Eigenschaften im MOKE untersucht. Dargestellt werden die Messergebnisse in Form eines Polardiagramms. Die Untersuchungen sind in Hinblick auf die Aufdampfbedingungen, die Schichtdicke, Verspannungen und Kratzern auf dem Trägersubstrat durchgeführt worden.

4.2.1 Betrachtung des gesamten Glasplättchens

Im Folgenden werden alle gemessenen Polardiagramme aufgeführt und miteinander verglichen.

In den Abbildungen 4.20 bis 4.25 kann man sehr gut erkennen, dass die magnetisch leichte Richtung für alle Proben nicht den gleichen Winkel aufweist. Allerdings fällt auf, dass die Polardiagramme für 4.20 und 4.24 eine magnetisch leichte Richtung bei ungefähr $90^\circ/270^\circ$ besitzen. Wie man erkennen kann, hat Probe 3 (4.22) eine magnetisch leichte Richtung ungefähr 90° gedreht zu den erstgenannten Proben.

Die Proben 2 (4.21) und 4 (4.23) haben ihre magnetisch leichte Richtung entlang einem Winkel von rund $135^\circ/315^\circ$. Diese liegen also um ungefähr 45° gedreht zu den anderen bisher genannten Proben. Probe 6 (4.25) fällt aus diesem System vollständig heraus, da keine weitere Probe aus diesem Glasplättchen zu finden ist, bei der die magnetisch leichte Richtung bei einem Winkel von $67^\circ/247^\circ$ liegt.

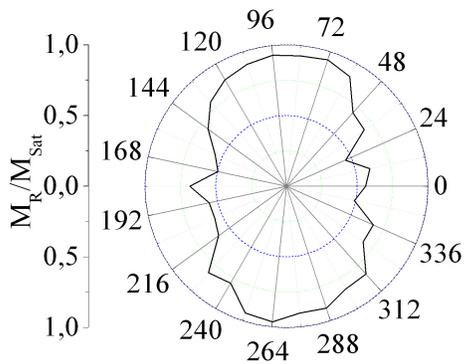


Abbildung 4.20: 1. Probe: Polardia-gramm zeigt die winkelabhängig magnetische Remanenz bezogen auf die Sättigungsmagnetisierung. Die magnetisch leichte Richtung liegt bei einem Winkel von $91^\circ/271^\circ$.

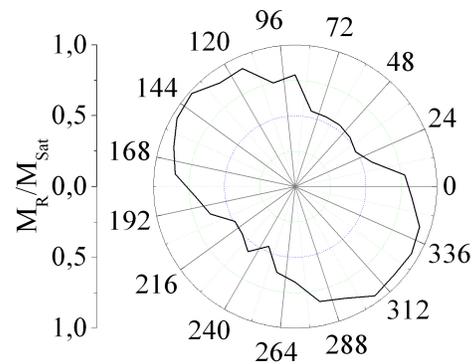


Abbildung 4.21: 3. Probe: Polardia-gramm zeigt die winkelabhängig magnetische Remanenz bezogen auf die Sättigungsmagnetisierung. Die magnetisch leichte Richtung liegt bei einem Winkel von $140^\circ/320^\circ$.

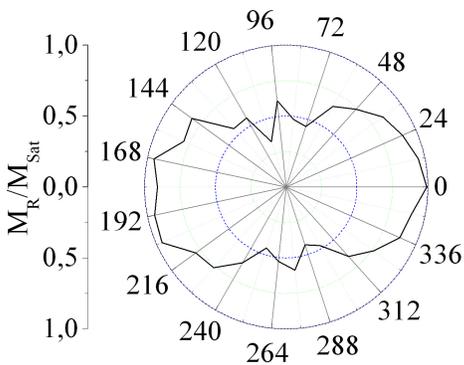


Abbildung 4.22: 3. Probe: Polardia-gramm zeigt die winkelabhängig magnetische Remanenz bezogen auf die Sättigungsmagnetisierung. Die magnetisch leichte Richtung liegt bei einem Winkel von $6^\circ/186^\circ$.

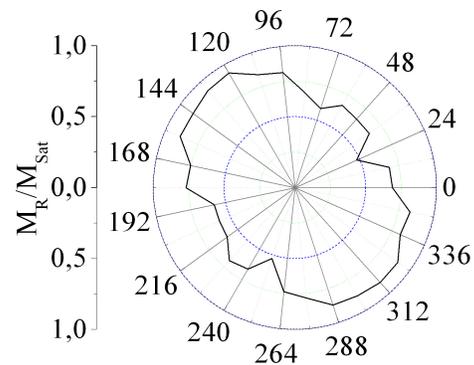


Abbildung 4.23: 4. Probe: Polardia-gramm zeigt die winkelabhängig magnetische Remanenz bezogen auf die Sättigungsmagnetisierung. Die magnetisch leichte Richtung liegt bei einem Winkel von $131^\circ/311^\circ$.

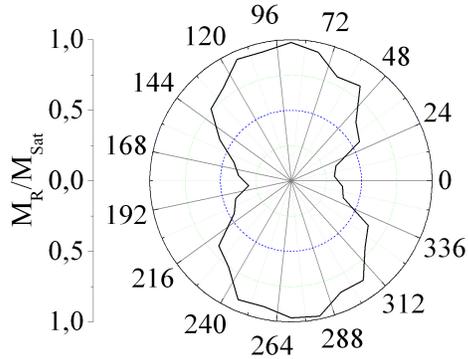


Abbildung 4.24: 5. Probe: Polardigramm zeigt die winkelabhängig magnetische Remanenz bezogen auf die Sättigungsmagnetisierung. Die magnetisch leichte Richtung liegt bei einem Winkel von $94^\circ/274^\circ$.

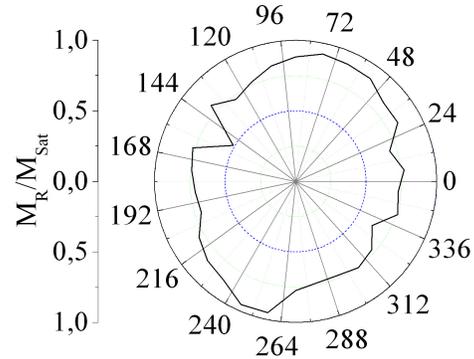


Abbildung 4.25: 6. Probe: Polardigramm zeigt die winkelabhängig magnetische Remanenz bezogen auf die Sättigungsmagnetisierung. Die magnetisch leichte Richtung liegt bei einem Winkel von $67^\circ/247^\circ$.

4.2.2 Vergleich der magnetischen Vorzugsrichtung in Abhängigkeit von den Schichtdicken

In diesem Abschnitt wird untersucht, ob eine Abhängigkeit der magnetischen Vorzugsrichtung durch die Schichtdicke entsteht. Hierzu werden die Proben aus den Abbildungen 4.20 bis 4.25 herangezogen.

Dicke der Probe / nm	Probe	Abbildung	Winkel der magnetisch leichten Richtung
13,7	4	4.23	$131^\circ / 311^\circ$
14,7	1	4.20	$91^\circ / 271^\circ$
16,4	2	4.21	$140^\circ / 320^\circ$
16,5	5	4.24	$94^\circ / 274^\circ$
18,3	6	4.25	$67^\circ / 247^\circ$
18,9	3	4.22	$6^\circ / 186^\circ$

Tabelle 2: Die Tabelle zeigt die Daten für die magnetisch leichte Richtung und die Schichtdicken der Proben. Sie ist nach den Schichtdicken sortiert und zeigt keine Abhängigkeiten.

Aus den Daten in Tabelle 2 ist zu entnehmen, dass keine Abhängigkeit der magnetisch leichten Richtung von der Schichtdicke besteht. Hierfür sind die aufgeführten Werte zu sehr verteilt, als dass eine Regelmäßigkeit erkennbar wäre.

4.2.3 Einfluss auf die magnetische Vorzugsrichtung nach dem Tausch des Verdampfers

Weiterhin werden die oben gezeigten Proben dahingehend untersucht, ob durch den Einbau des Verdampfers ein Einfluss auf die magnetische Vorzugsrichtung entsteht. Insgesamt zweimal sind drei Proben hergestellt worden, bei denen die Verdampfer unverändert bleiben. Hierbei handelt es sich um die schon bekannten Messungen aus den Abbildungen 4.20 bis 4.22 für den ersten Einbau und die Abbildungen 4.23 bis 4.25 für den zweiten Einbau des Verdampfers.

Wie man aus allen Abbildungen erkennen kann, ist es nicht möglich auf eine Abhängigkeit der Vorzugsrichtung durch die Deposition des Cobalts auf der Probe zu schließen. Die magnetisch leichten Richtungen liegen für die Proben 1 bis 3, welche aus dem ersten Einbau des Verdampfers sind, in der Reihenfolge von $91^\circ/271^\circ$, $140^\circ/320^\circ$ und $6^\circ/186^\circ$ vor. Für die Proben aus Einbau zwei ergibt sich die Reihenfolge $131^\circ/311^\circ$, $94^\circ/274^\circ$ und $67^\circ/247^\circ$. Es kann keine Regelmäßigkeit erkannt werden, bei der sich eine magnetische Vorzugsrichtung in Abhängigkeit von dem Herstellungszeitpunkt der Probe einstellt.

4.2.4 Abhängigkeit der magnetischen Vorzugsrichtungen von Spannungseinflüssen innerhalb des Glassubstrats

Glas kann bei der Herstellung durch zu schnelles Abkühlungen Verspannungen in sich aufbauen.

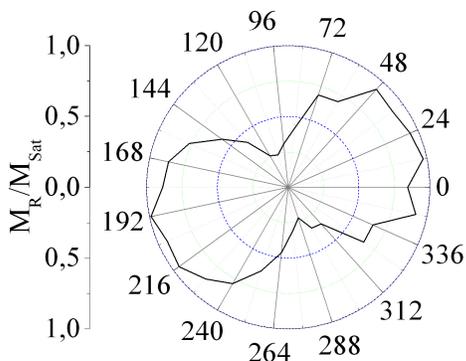


Abbildung 4.26: 7. Probe: Polardiagramm der ersten Cobaltprobe mit vorher geheiztem Glassubstrat. Die magnetisch leichte Richtung liegt bei einem Winkel von $20^\circ/200^\circ$.

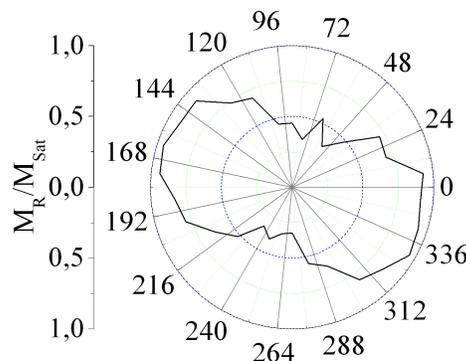


Abbildung 4.27: 8. Probe: Polardiagramm der zweiten Cobaltprobe mit vorher geheiztem Glassubstrat. Die magnetisch leichte Richtung liegt bei einem Winkel von $162^\circ/342^\circ$.

Aus diesem Grund werden aus einem neuen Glasträger zwei Glassubstrate entnommen, welche für eine Stunde auf eine Temperatur von ca. 450°C geheizt werden. Anschließend kühlen die Glassubstrate langsam ab, um Verspannungen zu reduzieren.

Wie man in den Abbildungen 4.26 und 4.27 erkennen kann, bilden auch die Proben mit den geheizten Glassubstraten eine magnetisch leichte Richtung aus. Diese liegt für Messung 4.26 bei $20^{\circ}/200^{\circ}$, für Messung 4.27 bei $162^{\circ}/342^{\circ}$. Die magnetisch leichte Richtung für die Referenzprobe 4.28 ist verdreht zu den beiden anderen Proben und liegt bei $70^{\circ}/250^{\circ}$.

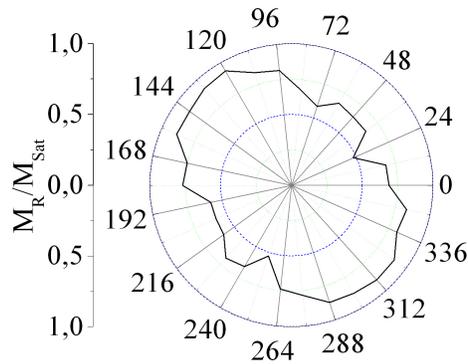


Abbildung 4.28: 9. Probe: Polardiagramm zeigt eine Referenzprobe aus dem gleichen Glassubstrat. Die magnetisch leichte Richtung liegt bei einem Winkel von $70^{\circ}/250^{\circ}$.

4.2.5 Einfluss von Kratzern auf die magnetische Vorzugsrichtung

In Kapitel 2.2.2 wird erwähnt, dass Schäden auf einer Oberfläche magnetische Vorzugsrichtungen hervorrufen könnten. Aus diesem Grund wird an zwei Cobaltproben, bei denen vor dem Aufdampfen des Cobalts die Glassubstrate gezielt mit Kratzern beschädigt wurden, die magnetische Vorzugsrichtung untersucht.

In Abbildung 4.29 ist sehr gut zu erkennen, dass die magnetisch leichte Richtung nahezu senkrecht zu den Kratzern auf dem Glassubstrat liegt. Sie liegt bei einem Winkel von $176^{\circ}/356^{\circ}$, während die Kratzer bei $84^{\circ}/264^{\circ}$ liegen. Probe 10 bildet also die magnetisch schwere Richtung fast entlang der Kratzer aus.

Für Probe 11 (Abbildung 4.30) liegt die magnetisch leichte Richtung bei $103^{\circ}/283^{\circ}$. Die Richtung der Kratzer liegt hier bei $120^{\circ}/300^{\circ}$, also um 17° verdreht zur magnetisch leichten Richtung.

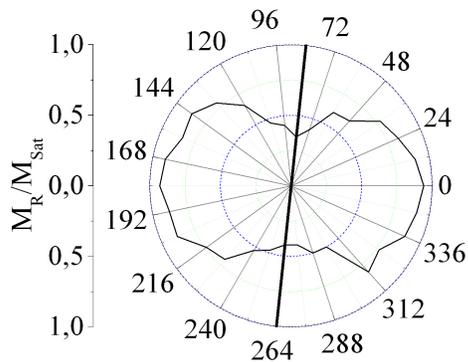


Abbildung 4.29: 10. Probe: Polardigramm der ersten zerkratzten Cobaltprobe. Schwarze Linie zeigt die Richtung der Kratzer. Die magnetisch leichte Richtung liegt bei einem Winkel von $176^\circ/356^\circ$.

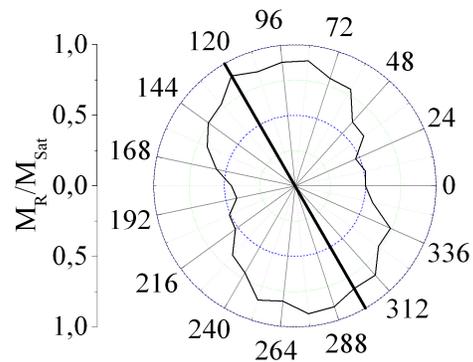


Abbildung 4.30: 11. Probe: Polardigramm der zweiten zerkratzten Cobaltprobe. Schwarze Linie zeigt die Richtung der Kratzer. Die magnetisch leichte Richtung liegt bei einem Winkel von $103^\circ/283^\circ$.

4.2.6 Struktur von Cobalt auf Glas

Anschließend ist es noch von Interesse, die Struktur von Cobalt auf Glas zu untersuchen. Dieses kann mit RÖNTGEN-Beugung durchgeführt werden.

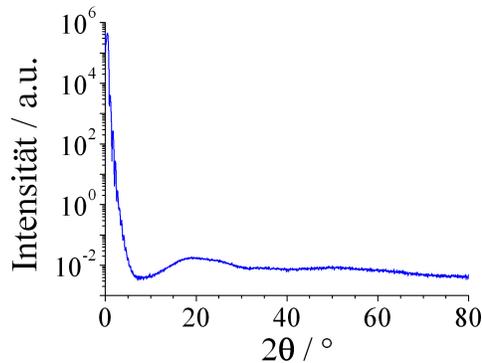


Abbildung 4.31: Beispielmessung einer RÖNTGEN-Beugungs-Untersuchung an einer Cobalt auf Glas Probe.

Sollte Cobalt in kristalliner oder polykristalliner Form vorliegen, sind unter der Annahme, dass Cobalt in der hexagonalen Form vorhanden ist und in Richtung der c-Achse aufwächst, bei Winkeln (2θ) von 33° (hcp(100)), $35,4^\circ$ (hcp(002)), $37,6^\circ$ (hcp(101))

und $58,8^\circ$ (hcp(110)) Reflexe zu erkennen [28]. Da dieses in Abbildung 4.31 nicht der Fall ist, lässt sich für die genutzte Probe keine kristalline oder polykristalline Struktur nachweisen.

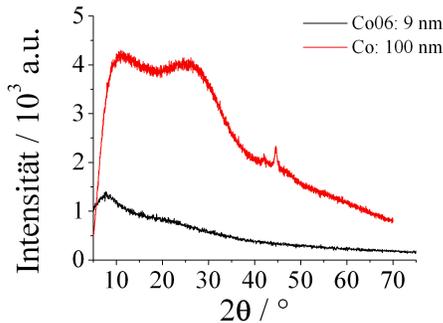


Abbildung 4.32: Strukturuntersuchung mit einem Pulver-Diffraktometer. Die schwarze Messung stellt die Strukturanalyse zu der Probe Co06, die rote Messung für die 100 nm Cobaltprobe aus Berlin dar.

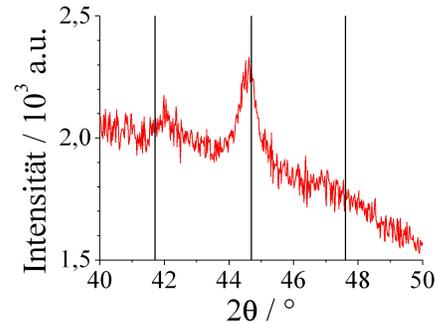


Abbildung 4.33: Ein Ausschnitt aus der Abbildung 4.32 ist dargestellt. Die Abbildung bezieht sich auf die 100 nm Cobaltprobe aus Berlin. Bei Winkeln von 42° und $44,6^\circ$ sind Reflexe zu erkennen.

Für die Messungen in den Abbildungen 4.32 und 4.33 wird ein Pulver-Diffraktometer genutzt, welches eine Kupferanode hat mit einer K_α -Wellenlänge von 154 pm. Da die Messung zu der Abbildung 4.31 am *HASYLAB* mit einer Wellenlänge von 123 pm durchgeführt werden, verändern sich folglich auch die Winkel, unter denen Reflexe erwartet werden zu $41,7^\circ$ (hcp(100)), $44,7^\circ$ (hcp(002)) und $47,6^\circ$ (hcp(101)). Für die 100 nm Cobaltprobe aus Berlin ergeben sich bei 42° und $44,6^\circ$ Reflexe. Bei der ebenfalls gemessenen Cobaltprobe Co06 sind diese nicht zu erkennen.

4.2.7 Diskussion der Messergebnisse

Aus den in diesem Kapitel durchgeführten Messungen ist eindeutig zu entnehmen, dass die untersuchten Faktoren keinen Einfluss auf die magnetische Vorzugsrichtung haben oder so gering sind, dass diese keine Regelmäßigkeit hervorrufen.

Für den Vergleich der magnetisch leichten Richtungen in Abschnitt 4.2.1 konnte kein Zusammenhang gefunden werden.

Der Vergleich der Proben in Abhängigkeit von dem Verdampferbau (Abschnitt 4.2.3) lässt ebenfalls keine Regelmäßigkeit erkennen. Die magnetisch leichten Richtungen zeigen keinen Zusammenhang mit dem Zeitpunkt, an dem sie hergestellt wurden.

Ebenfalls kann man die Schichtdicke (Abschnitt 4.2.2) als Grund für die magnetischen Vorzugsrichtungen ausschließen. Wie in der Tabelle 2 zu erkennen ist, liegt keine Abhängigkeit vor.

Auch bei dem Versuch des Reduzierens von Verspannungen innerhalb der Glassubstrate kann kein Zusammenhang festgestellt werden. Es ist allerdings nicht auszuschließen, dass beim Abkühlen des Glases neue Verspannungen aufgetreten sind. Auch könnte die Heiztemperatur zu niedrig sein. Zusätzlich wäre es denkbar, dass die Glasverspannungen keinen großen Einfluss auf die magnetischen Vorzugsrichtungen haben.

Zuletzt ist festzuhalten, dass die Messungen an Cobaltproben, bei denen das Glas zerkratzt wurde, keine einheitliche Entwicklung der magnetischen Vorzugsrichtungen zeigen. In Abbildung 4.29 ist zwar zu erkennen, dass die magnetisch leichte Richtung senkrecht zu der Richtung der Kratzer steht, allerdings zeigt die zweite Probe (Abbildung 4.30) nicht mehr dieses Verhalten.

Für die Untersuchungen der Struktur von Cobalt auf Glas können für die dünnen Proben kein Ergebnis gefunden werden. Aus diesem Grund ist es nicht auszuschließen, dass bei Schichtdicken um 10 nm Cobalt amorph aufwächst. Für eine Cobaltprobe mit 100 nm kann eine polykristalline Struktur festgestellt werden. Allerdings liegen die gemessenen Winkel für die Kristallebenen nicht genau bei denen, welche aus den Berechnungen folgen. Es ist davon auszugehen, dass das Kristallgitter gestaucht bzw. gestreckt ist. A. KHARMOUCHE hat hingegen nur für eine Schichtdicke von 173 nm und 195 nm eine Struktur von Cobalt auf Glas festgestellt [28]. Für kleine Schichtdicken sind hier keine Strukturen zu erkennen, allerdings auch nicht vollständig auszuschließen. Da für zwei rund 10 nm dünne Cobaltproben keine, aber für die 100 nm dünne Cobaltprobe eine polykristalline Struktur vorliegt, kann man davon ausgehen, dass die magnetische Vorzugsrichtung unabhängig von der Struktur der Probe ist.

Zusammenfassend ist daher festzustellen, dass die Annahmen aus [27] für das Entstehen magnetischer Vorzugsrichtungen widerlegt werden.

Der Grund, wieso trotzdem magnetische Vorzugsrichtungen entstehen, könnte an mehreren weiteren Faktoren liegen. Zunächst ist es denkbar, dass weitere, bisher nicht aufgeführte Anisotropiebeiträge, Einfluss auf die magnetische Struktur der Cobaltschichten nehmen. Ein zusätzlicher Grund könnte in der Politur des gesamten Glasträgers liegen. Ebenfalls ist zu beachten, dass innerhalb der UHV-Kammer ein konstantes Magnetfeld im Bereich von $50\mu T$ vorhanden ist, welches allerdings nicht die unterschiedliche Lage der magnetischen Vorzugsrichtungen erklären kann.

4.3 Alterung von Cobaltschichten

In [29] werden ebenfalls Cobaltschichten untersucht. Hierbei stellt sich heraus, dass diese Schichten einer Alterung unterliegen. Für Schichtdicken unterhalb von 4,5 nm Cobalt wird ein Verlust des Hysterese-Verhaltens beobachtet. Für dickere Cobaltschichten wird eine Erhöhung des Koerzitivfeldes nachgewiesen, was für eine größere Verunreinigung der Proben spricht.

Die bei [29] verwendeten Proben besitzen keinen Schutz gegen Einflüsse aus der Atmosphäre. Aus diesem Grund ist es interessant, neue Cobaltproben mit einer Siliziumschicht herzustellen und diese auf ihre Alterung hin zu beobachten. Zusätzlich werden diese winkelabhängig untersucht, um mögliche Änderungen in der Vorzugsrichtung der Magnetisierung zu bestimmen.

Insgesamt werden drei Cobalt-Proben betrachtet, zwei mit und eine ohne Siliziumschicht.

4.3.1 Die Cobaltprobe ohne Siliziumschutz

Zunächst wird eine Cobaltprobe untersucht, welche nach der Deposition des Cobalts kein Siliziumcap erhalten hat. Die Schichtdicke des Cobalts beträgt etwa 9,5 nm. Die Untersuchung einer Cobaltprobe ohne Siliziumcap ist von Interesse, da diese zum Vergleich mit den anderen beiden Proben genutzt werden kann.

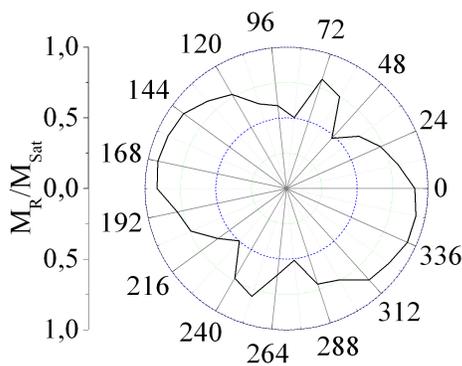


Abbildung 4.34: Polardiagramm der ersten Alterungsprobe ohne Siliziumschicht nach der Herstellung. Das Polardiagramm zeigt die magnetische Remanenz der Probe bei unterschiedlichen Winkeln.

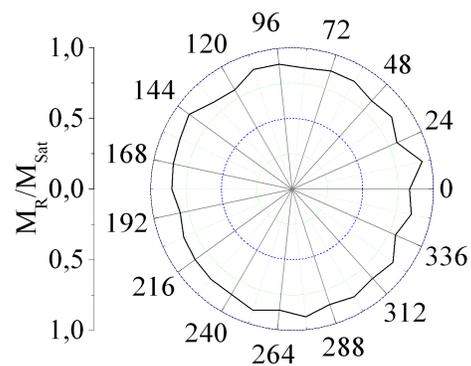


Abbildung 4.35: Polardiagramm der ersten Alterungsprobe ohne Siliziumschicht 10 Monate nach Herstellung. Das Polardiagramm zeigt, dass die magnetische Vorzugsrichtung verloren gegangen ist.

Für die Messung in Abbildung 4.34 liegt die magnetisch leichte Richtung entlang einem Winkel von $159^\circ/339^\circ$. Ebenfalls ist 90° gedreht hierzu nochmal ein Anstieg der magnetischen Remanenz zu beobachten. Bei Abbildung 4.35 handelt es sich um die gleiche Probe. Der Zeitunterschied zwischen beiden Polaraufnahmen beträgt rund 10 Monate. Hier ist eindeutig zu erkennen, dass die Probe ihre magnetischen Vorzugsrichtungen verloren hat.

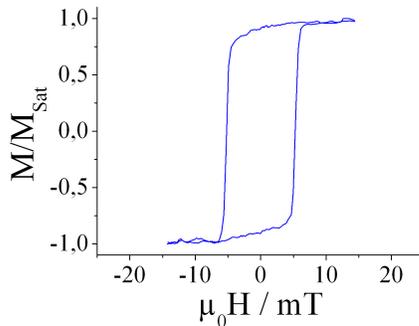


Abbildung 4.36: Magnetisierungskurve der 1. Alterungsprobe nach der Herstellung. Die Remanenz entspricht dem Punkt bei 0° in Abbildung 4.34. Das Koerzitivfeld beträgt 5,2 mT.

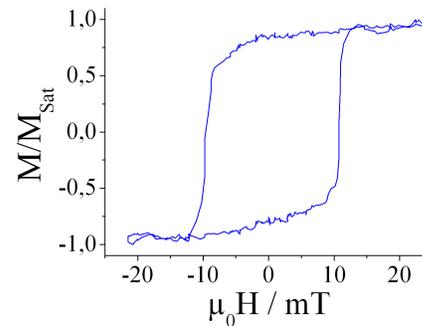


Abbildung 4.37: Magnetisierungskurve der 1. Alterungsprobe 10 Monate nach der Herstellung. Die Remanenz entspricht dem Punkt bei 0° in Abbildung 4.35. Das Koerzitivfeld beträgt 10 mT.

In Abbildung 4.36 ist die Magnetisierungskurve bei 0° aus dem Polardiagramm von Abbildung 4.34 dargestellt. Das hierfür gemessene Koerzitivfeld liegt bei 5,2 mT. Die Messung zu Abbildung 4.37 stammt aus dem Polardiagramm von Abbildung 4.35. Hier liegt das Koerzitivfeld bei 10 mT. Man erkennt also, dass sich das Koerzitivfeld von der Messung an der 1. Alterungsprobe innerhalb von 10 Monaten verdoppelt hat.

4.3.2 Die erste Cobaltprobe mit Siliziumschutz

Die nun untersuchte Cobaltprobe besitzt ein Siliziumcap. Die Schichtdicken liegen für Cobalt bei 11,5 nm und für Silizium bei 3,5 nm.

Aus den Abbildungen 4.38 und 4.39 lässt sich erkennen, dass für diese Probe keine Änderung der magnetischen Vorzugsrichtung vorhanden ist. Die magnetisch leichte Richtung liegt bei beiden Proben bei etwa $170^\circ/350^\circ$. Die kleinen Differenzen von 3° lassen sich durch Ungenauigkeiten beim Einbau der Probe in den MOKE-Aufbau erklären, da hier nur alle 12° ein Messpunkt aufgenommen wird.

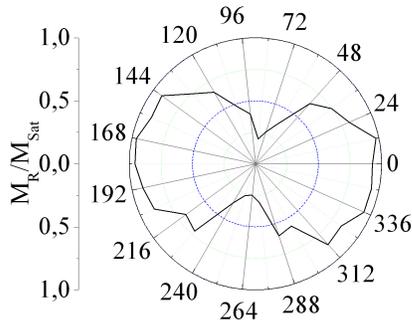


Abbildung 4.38: Polardiagramm der zweiten Alterungsprobe mit Siliziumschicht nach der Herstellung. Das Polardiagramm zeigt die magnetische Remanenz der Probe bei unterschiedlichen Winkeln. Die magnetisch leichte Richtung liegt bei $172^\circ/352^\circ$.

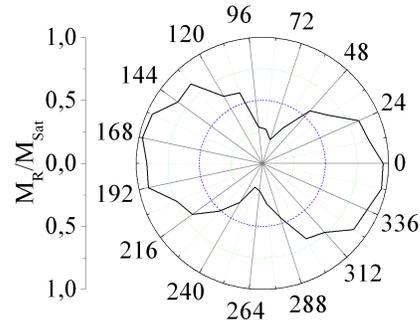


Abbildung 4.39: Polardiagramm der zweiten Alterungsprobe mit Siliziumschicht nach 8 Monaten. Das Polardiagramm zeigt, dass das magnetische Verhalten keine nennenswerte Änderung aufweist. Die magnetisch leichte Richtung liegt bei $169^\circ/349^\circ$.

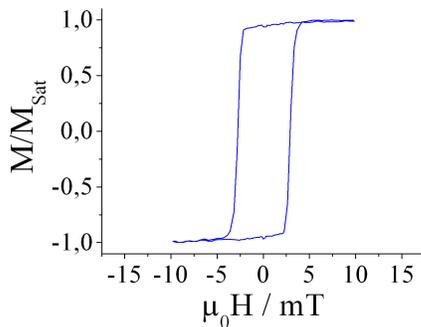


Abbildung 4.40: Magnetisierungskurve der zweiten Alterungsprobe mit Siliziumschicht nach der Herstellung. Messung in leichter Richtung bei 168° (Abbildung 4.38). Das Koerzitivfeld liegt bei 2,8 mT.

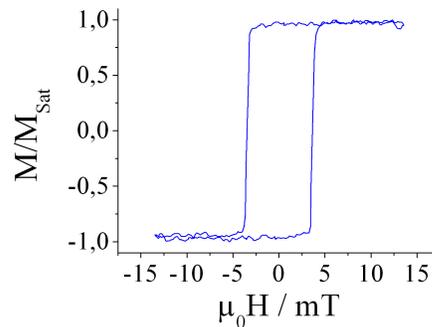


Abbildung 4.41: Magnetisierungskurve der zweiten Alterungsprobe mit Siliziumschicht 8 Monate nach der Herstellung. Messung in leichter Richtung bei 168° (Abbildung 4.39). Das Koerzitivfeld liegt bei 3,5 mT.

In Abbildung 4.40 und 4.41 sind die Magnetisierungskurven für 168° aus den Polardiagrammen 4.38 und 4.39 dargestellt. Bei beiden Magnetisierungskurven handelt es sich um eine magnetisch leichte Richtung. Abbildung 4.40 zeigt die Messung nach der Herstellung der Probe und gibt ein Koerzitivfeld von 2,8 mT an. In Abbildung 4.41 ist die Messung ungefähr acht Monate nach der Herstellung gezeigt. Das Koerzitivfeld

liegt hier bei 3,5 mT.

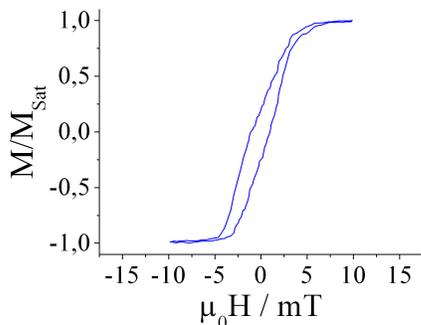


Abbildung 4.42: Magnetisierungskurve der zweiten Alterungsprobe mit Siliziumschutzschicht nach der Herstellung. Messung in magnetisch schwerer Richtung bei 264° (Abbildung 4.38). Das Koerzitivfeld liegt bei 1,1 mT.

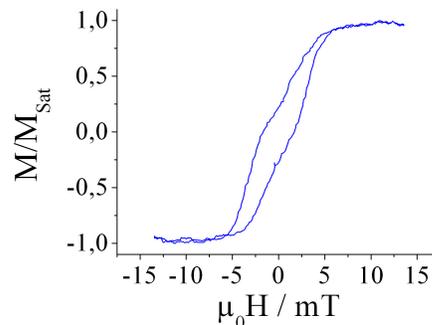


Abbildung 4.43: Magnetisierungskurve der zweiten Alterungsprobe mit Siliziumschutzschicht nach 8 Monaten. Messung in magnetisch schwerer Richtung bei 264° (Abbildung 4.39). Das Koerzitivfeld liegt bei 1,5 mT.

Die Abbildungen 4.42 und 4.43 stellen die Magnetisierungskurven für 264° aus den Polardiagrammen 4.38 und 4.39 dar. Es handelt sich in beiden Fällen um eine magnetisch schwere Richtung. Die Messung 4.42 zeigt die Magnetisierungskurve nach der Herstellung der Probe mit einem Koerzitivfeld von 1,1 mT. Abbildung 4.43 stellt die Magnetisierungskurve rund acht Monate nach der Herstellung dar. Das Koerzitivfeld hat sich hier auf 1,5 mT erhöht.

4.3.3 Die zweite Cobaltprobe mit Siliziumschutz

Die zweite Cobaltprobe mit Siliziumcap besitzt eine Cobaltschichtdicke von 8,5 nm und eine Siliziumschicht von 10,4 nm.

In der Abbildung 4.44 ist die Polaraufnahme dieser dritten Alterungsprobe nach der Herstellung gezeigt. Die magnetisch leichte Richtung liegt in diesem Fall bei $7^\circ/187^\circ$. Vergleicht man diese Polaraufnahme mit der, welche acht Monate später gemessen wurde (Abbildung 4.45), fällt auf, dass eine Drehung des Polardiagramms um 20° vorliegt.

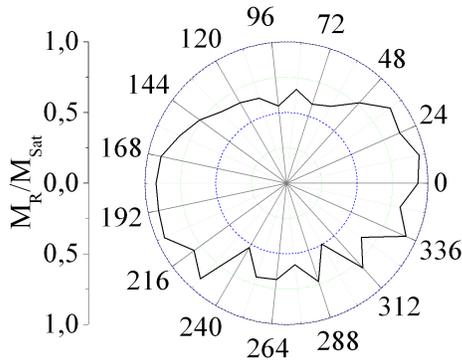


Abbildung 4.44: Polardiagramm der dritten Alterungsprobe mit Siliziumschuttschicht nach der Herstellung. Es zeigt die magnetische Remanenz der Probe bei unterschiedlichen Winkeln. Die magnetisch leichte Richtung liegt bei $7^\circ/187^\circ$.

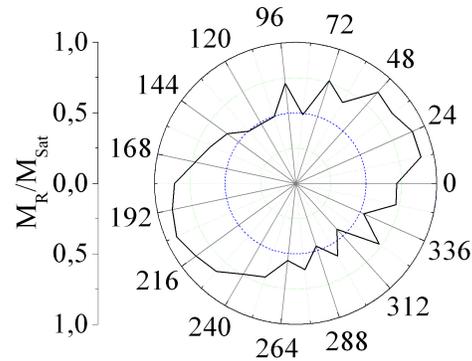


Abbildung 4.45: Polardiagramm der dritten Alterungsprobe mit Siliziumschuttschicht nach 8 Monaten. Das Polardiagramm zeigt, dass die magnetisch leichte Richtung um 20° zu Abbildung 4.44 gedreht ist. Sie liegt bei $27^\circ/207^\circ$.

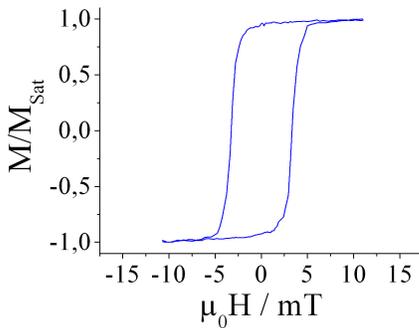


Abbildung 4.46: Magnetisierungskurve der dritten Alterungsprobe mit Siliziumschuttschicht nach der Herstellung. Messung in leichter Richtung bei 192° (Abbildung 4.44). Das Koerzitivfeld liegt bei $3,3\text{ mT}$.

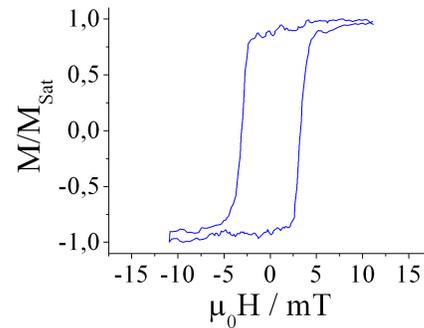


Abbildung 4.47: Magnetisierungskurve der dritten Alterungsprobe mit Siliziumschuttschicht 8 Monaten nach der Herstellung. Messung in leichter Richtung bei 24° (Abbildung 4.45). Das Koerzitivfeld liegt bei $3,2\text{ mT}$.

Bei Messung 4.46 handelt es sich um die magnetisch leichte Richtung bei 192° aus dem Polardiagramm 4.44. Das Koerzitivfeld liegt bei $3,3\text{ mT}$. In Abbildung 4.47 ist die magnetisch leichte Richtung bei 24° aus Polardiagramm 4.45 abgebildet. Hier liegt ein Koerzitivfeld von $3,2\text{ mT}$ an. Es fällt bei diesen beiden Hysteresen auf, dass die

Koerzitivfelder fast gleich sind.

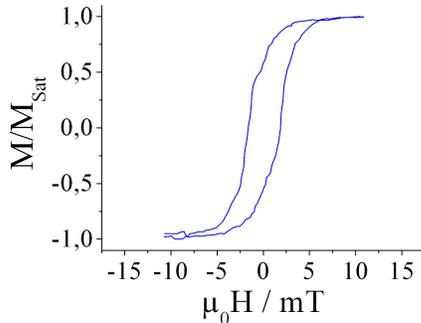


Abbildung 4.48: Magnetisierungskurve der dritten Alterungsprobe mit Siliziumschutzschicht nach der Herstellung. Messung in magnetisch schwerer Richtung bei 96° (Abbildung 4.44). Das Koerzitivfeld liegt bei rund 1,7 mT.

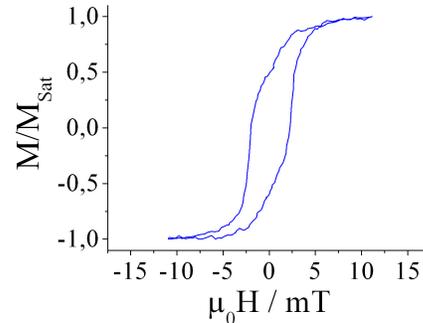


Abbildung 4.49: Magnetisierungskurve der dritten Alterungsprobe mit Siliziumschutzschicht nach 8 Monaten. Messung in magnetisch schwerer Richtung bei 120° (Abbildung 4.45). Das Koerzitivfeld liegt bei 2,1 mT.

Die Messung 4.48 zeigt die magnetisch schwere Richtung bei 96° aus dem Polardigramm 4.44 und weist ein Koerzitivfeld von 1,7 mT aus. Hierbei handelt es sich um die Aufnahmen kurz nach der Herstellung. Abbildung 4.49 ist die magnetisch schwere Richtung zu der Abbildung 4.45. Hier liegt ein Koerzitivfeld von 2,1 mT an.

4.3.4 AFM-Messungen an den drei Alterungsproben

In diesem Abschnitt werden die drei hergestellten Proben per AFM-Messungen untersucht und miteinander verglichen. Die Messungen werden alle mit einem AFM durchgeführt, welches im Kontaktmodus arbeitet. Bei allen Proben liegt der gewählte Scanbereich bei $6 \mu\text{m} \times 6 \mu\text{m}$. Die Abrasterungsgeschwindigkeit beträgt 0,3 s pro Linie.

In den Abbildungen 4.50 und 4.51 ist die AFM-Messung mit einem dazugehörigen Höhenprofil der ersten Alterungsprobe dargestellt. Hierbei fällt auf, dass Höhenunterschiede von ungefähr 70 nm auf der Probenoberfläche vorliegen. Diese Unterschiede liegen ein Vielfaches oberhalb der Schichtdicke der Probe von 9,5 nm.

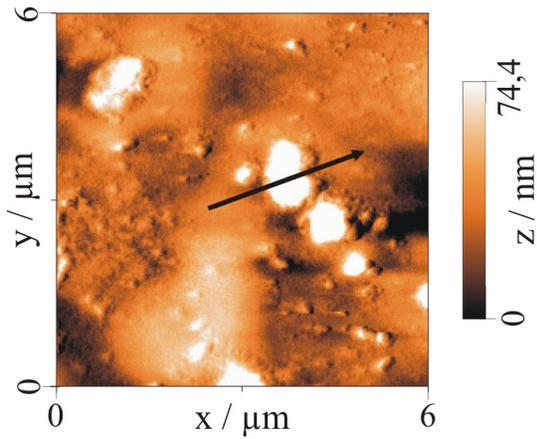


Abbildung 4.50: AFM-Aufnahme der ersten Alterungsprobe. Höhenprofil in Abbildung 4.51 entlang des schwarzen Pfeils.

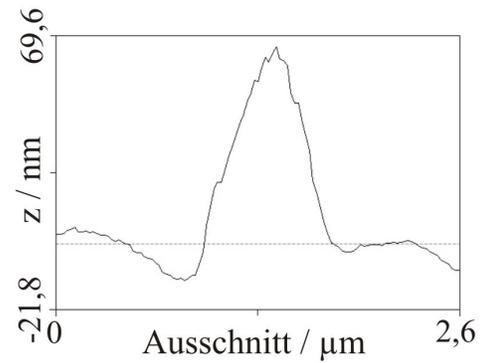


Abbildung 4.51: Höhenprofil der ersten Alterungsprobe. Entnommen aus Abbildung 4.50 entlang des schwarzen Pfeils.

Die Abbildung 4.52 zeigt die AFM-Aufnahme der zweiten Alterungsprobe. Ein Höhenprofil für diese Probe ist in Abbildung 4.53 dargestellt. Die Höhenunterschiede für diese Probe liegen bei rund 17 nm. Diese liegen im Bereich der Gesamtdicke der Probe. Verglichen mit der ersten Alterungsprobe in Abbildung 4.50 erkennt man, dass eine wesentlich glattere Oberfläche vorhanden ist. Es sind hier weniger große, allerdings dafür wesentlich mehr kleine Inseln zu erkennen.

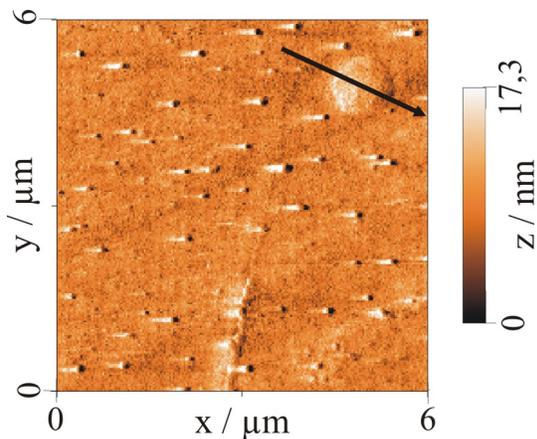


Abbildung 4.52: AFM-Aufnahme der zweiten Alterungsprobe. Höhenprofil in Abbildung 4.53 entlang des schwarzen Pfeils.

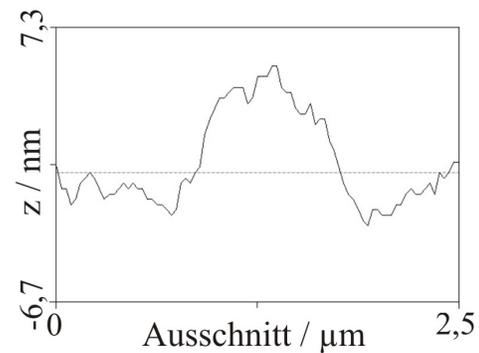


Abbildung 4.53: Das Höhenprofil der zweiten Alterungsprobe. Entnommen aus der Abbildung 4.52 entlang des schwarzen Pfeils.

In der Abbildung 4.54 ist das Abbild der Oberfläche und in Abbildung 4.55 das dazugehörige Höhenprofil der dritten Alterungsprobe zu sehen. Die Höhenunterschiede auf der Probe betragen ungefähr 13 nm. Diese liegen etwas unterhalb der Gesamtschichtdicke dieser Probe. Für die Beschaffenheit der Oberfläche ergibt sich ein grundsätzlich ähnliches Bild wie auch für die zweite Alterungsprobe.

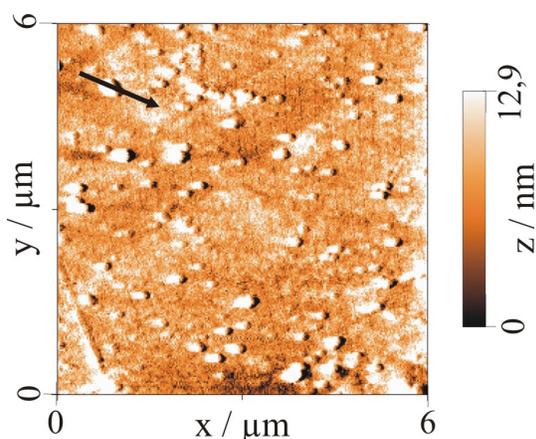


Abbildung 4.54: AFM-Aufnahme der dritten Alterungsprobe. Höhenprofil in Abbildung 4.55 entlang des schwarzen Pfeils.

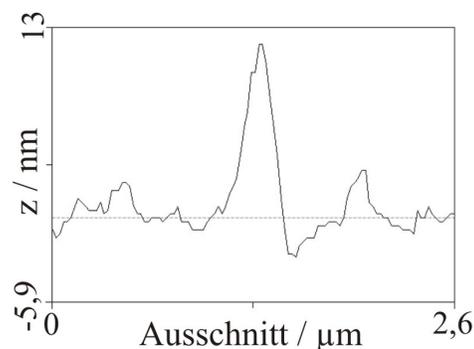


Abbildung 4.55: Höhenprofil der dritten Alterungsprobe. Entnommen aus Abbildung 4.54 entlang des schwarzen Pfeils.

4.3.5 Diskussion der Messergebnisse

Für die Cobaltprobe ohne Siliziumcap (Abbildungen 4.34 bis 4.37) zeigt sich eine große Änderung des magnetischen Verhaltens. In den beiden Polardiagrammen ist zu erkennen, dass die Probe ihre magnetische Vorzugsrichtung verloren hat. Auch hat sich das Koerzitivfeld verdoppelt. Diese starke Erhöhung spricht für eine größer werdende Verunreinigung der Probe. Diese kann beispielsweise durch langsame Oxidation des Cobalts entstehen. Eine Erhöhung des Koerzitivfeldes wird auch bei [29] festgestellt. Da allerdings nur zwei Monate zwischen den einzelnen Messungen liegen, fällt die Erhöhung geringer aus.

Für die erste Cobaltprobe mit Siliziumschutz (Abbildungen 4.38 bis 4.43) ist mit zunehmendem Alter eine geringe Veränderung des magnetischen Verhaltens zu beobachten. Die magnetisch leichten Richtungen der beiden Polaraufnahmen liefert ein einheitliches Ergebnis. Lediglich das Koerzitivfeld hat sich minimal erhöht. Ein Grund könnte in der Oxidation der Cobaltschicht liegen. Anzunehmen ist, dass die Probe immer noch oxidiert obwohl ein Siliziumcap vorhanden ist. Allerdings scheint die Oxidation in diesem Fall wesentlich langsamer voranzuschreiten als bei der Probe ohne Cap. Um diesen Grund zu untersuchen, wird eine Sputter-XPS Messung (Abbildungen A.6 im Anhang) durchgeführt. Die Messung zeigt allerdings, dass lediglich im oberen Bereich der Pro-

be ein erhöhter Sauerstoffanteil vorliegt. Dieses ist auch der Bereich, indem sich das Siliziumcap befindet und der Cobaltanteil erst langsam ansteigt. Hier kann also keine langsam zunehmende Oxidation festgestellt werden. Es ist lediglich ein konstanter Kohlenstoff- und Sauerstoffanteil zu sehen, welcher auf Verunreinigungen während des Aufdampfens zurückzuführen ist.

Für die zweite Cobaltprobe mit Siliziumcap (Abbildungen 4.44 bis 4.49) ergibt sich ein recht ähnliches Bild wie schon bei der vorherigen Probe. Bei den Polardiagrammen stellt sich jedoch eine Drehung der magnetisch leichten Richtung um 20° ein. Gründe hierfür könnten in der Positionierung der Probe in der MOKE-Anlage liegen oder auch in einem alterungsbedingten Effekt. Eine Erhöhung des Koerzitivfeldes wird für diese Probe nur in der magnetisch schweren Richtung festgestellt. Für die magnetisch leichte Richtung bleibt das Koerzitivfeld konstant. Hier könnte die Ursache ebenfalls in der Positionierung der Probe innerhalb des MOKEs liegen, da eine Drehung der magnetisch leichten Richtung um 20° festgestellt wird. Die Aufnahme der einzelnen Messpunkte liegt bei 12° . Dieses könnte bei einem leicht schrägen Einbau einen großen Einfluss auf die Messung nehmen.

Aus den drei Abbildungen zu den AFM-Messungen ist zu entnehmen, dass hier ein Inselwachstum angenommen werden kann (Vergleich Kapitel 2.4.2). Für die Cobaltprobe ohne Siliziumcap werden Höhenunterschiede von 70 nm festgestellt. Der maximale Höhenunterschied liegt also wesentlich höher als die vorhergesagte Schichtdicke des Cobalts. Ähnliche Höhenunterschiede für solche Proben sind auch in [29] gefunden worden. Für die beiden Cobaltproben mit Siliziumcap stellt sich ein wesentlich geringerer Höhenunterschied ein. Diese liegen in dem Bereich der Gesamtschichtdicke der Probe.

4.4 Messung an Eisen auf Magnesiumoxid

In diesem Abschnitt wird eine Probe des Systems Eisen auf Magnesiumoxid untersucht. Die Schichtdicke des Eisens beträgt ungefähr 30 nm. Zum Schutz vor schnellen Einflüssen aus der Atmosphäre erhält diese Probe ebenfalls ein Siliziumcap.

An der Probe selbst werden eine Vielzahl an Messungen durchgeführt. Hierbei wird die Probe in 15°-Schritten vermessen und in einem Polardiagramm dargestellt. Anschließend finden noch einige Messungen mit dem Vektor-MOKE statt.

4.4.1 Polaraufnahme der Probe

Für kristallines Eisen liegt die magnetisch leichte Richtung entlang der [100]-, [010]- und [001]-Richtungen.

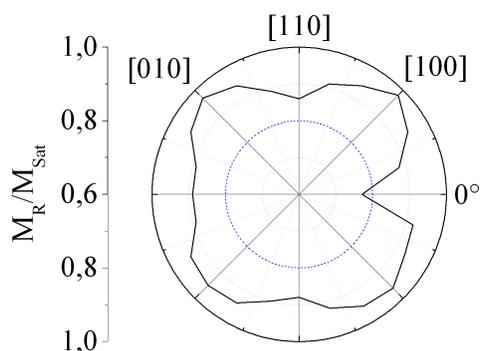


Abbildung 4.56: Polardiagramm der Fe/MgO-Probe. Das Polardiagramm zeigt die magnetische Remanenz in Abhängigkeit vom Messwinkel. Die Kennzeichnungen [100], [110] und [010] beziehen sich auf die Kristallrichtungen des Eisens.

Wie man aus Abbildung 4.56 erkennen kann, ist eine Änderung der magnetischen Remanenz in Abhängigkeit vom Messwinkel vorhanden. Die Ausbildung der magnetisch leichten Richtungen entlang der [100]- und [010]-Richtung entspricht der magnetischen Remanenz, wie man sie nach der Kristallanisotropie für kubisch-raumzentrierte Gitter erwartet.

Bei genauer Betrachtung der Magnetisierungskurven fallen bei den Winkeln 15°, 75°, 105°, 165°, 195°, 255°, 285° und 345° Abweichungen vom Kurvenverlauf auf, welche bei Cobalt auf Glas nicht beobachtet worden sind.

Wie man aus den Abbildungen 4.57 bis 4.60 erkennen kann, liegt bei diesen Magnetisierungskurven im Bereich um 2 mT eine Stufe bei der Ummagnetisierung der Probe vor. Dieser tritt auf, wenn man die Magnetisierung der Probe von der unteren in die obere Sättigungsmagnetisierung fährt.

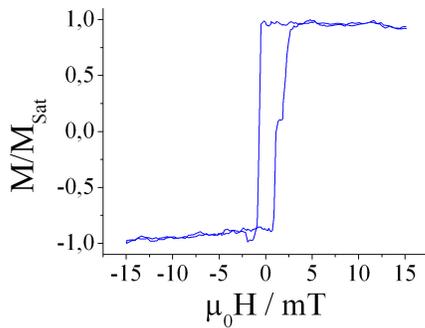


Abbildung 4.57: Magnetisierungskurve der Fe/MgO-Probe bei einer Drehung von 15° . Die Magnetisierungskurve zeigt bei ca. 2 mT beim Ummagnetisieren eine Stufe in der Magnetisierung. Bei -2 mT steigt für einen kurzen Moment die Magnetisierung an und fällt bei größerem äußeren Magnetfeld wieder ab.

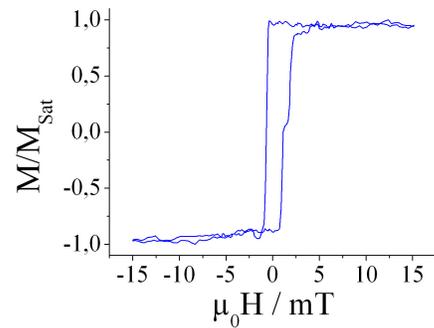


Abbildung 4.58: Magnetisierungskurve der Fe/MgO-Probe bei einer Drehung von 105° . Die Magnetisierungskurve zeigt bei ca. 2 mT beim Ummagnetisieren eine Stufe in der Magnetisierung. Bei -2 mT steigt für einen kurzen Moment die Magnetisierung an und fällt bei größerem äußeren Magnetfeld wieder ab.

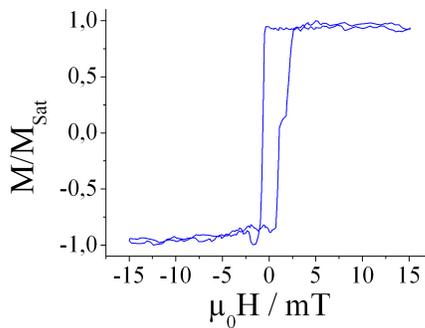


Abbildung 4.59: Magnetisierungskurve der Fe/MgO-Probe bei einer Drehung von 195° . Die Magnetisierungskurve zeigt bei ca. 2 mT beim Ummagnetisieren eine Stufe in der Magnetisierung. Bei -2 mT steigt für einen kurzen Moment die Magnetisierung an und fällt bei größerem äußeren Magnetfeld wieder ab.

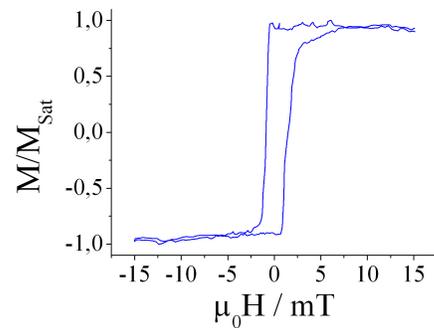


Abbildung 4.60: Magnetisierungskurve der Fe/MgO-Probe bei einer Drehung von 285° . Die Magnetisierungskurve zeigt bei ca. 2 mT beim Ummagnetisieren eine Stufe in der Magnetisierung. Bei -2 mT zeigt diese Magnetisierungskurve, verglichen mit den anderen aus Abbildung 4.57 bis 4.59, keine Abweichungen.

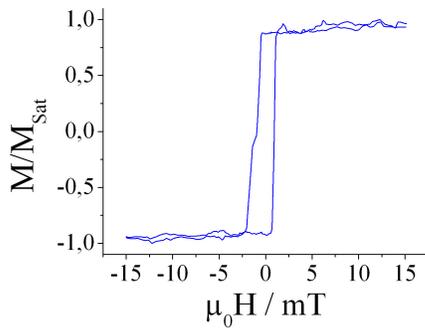


Abbildung 4.61: Magnetisierungskurve der Fe/MgO-Probe bei einer Drehung von 75° . Die Magnetisierungskurve zeigt bei ca. -2 mT beim Ummagnetisieren eine Stufe in der Magnetisierung. Bei 2 mT steigt für einen kurzen Moment die Magnetisierung an und fällt bei größerem äußeren Magnetfeld wieder ab.

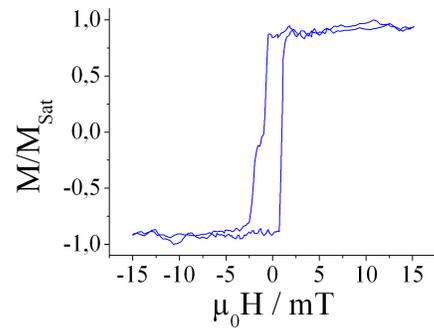


Abbildung 4.62: Magnetisierungskurve der Fe/MgO-Probe bei einer Drehung von 165° . Die Magnetisierungskurve zeigt bei ca. -2 mT beim Ummagnetisieren eine Stufe in der Magnetisierung. Bei 2 mT steigt für einen kurzen Moment die Magnetisierung an und fällt bei größerem äußeren Magnetfeld wieder ab.

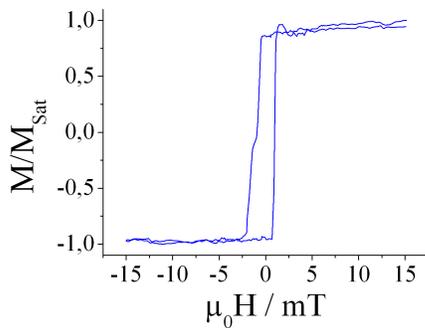


Abbildung 4.63: Magnetisierungskurve der Fe/MgO-Probe bei einer Drehung von 255° . Die Magnetisierungskurve zeigt bei ca. -2 mT beim Ummagnetisieren eine Stufe in der Magnetisierung. Bei 2 mT steigt für einen kurzen Moment die Magnetisierung an und fällt bei größerem äußeren Magnetfeld wieder ab.

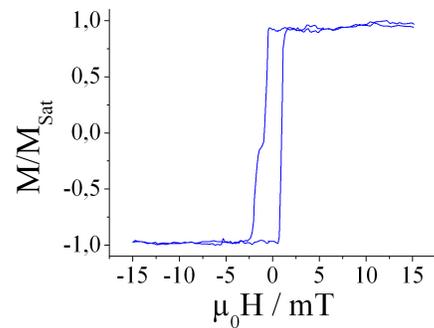


Abbildung 4.64: Magnetisierungskurve der Fe/MgO-Probe bei einer Drehung von 345° . Die Magnetisierungskurve zeigt bei ca. -2 mT beim Ummagnetisieren eine Stufe in der Magnetisierung. Bei 2 mT zeigt diese Magnetisierungskurve, verglichen mit den anderen drei Abbildungen von 4.61 bis 4.63, keine Abweichungen.

Bis auf Abbildung 4.60 ist zusätzlich bei -2 mT eine Abweichung zu erkennen. Beim Ändern der Magnetisierung der Probe von der oberen zu der unteren Sättigungsmagnetisierung erhöht sich kurzfristig nach dem Ummagnetisieren die Magnetisierung und fällt mit weiterer Erhöhung des äußeren Magnetfeldes wieder ab.

In den Abbildungen 4.61 bis 4.64 ist ein ähnliches Ergebnis wie bei den Abbildungen 4.57 bis 4.60 zu erkennen. Allerdings treten hier die Abweichungen von der sonst bekannten Magnetisierungskurve genau umgekehrt auf.

Wie man aus den Messdaten und dem Polardiagramm 4.56 erkennen kann, liegt bei dieser Probe für die Magnetisierung eine vierzählige Anisotropie vor, welche von einer zweizähligen Anisotropie noch einmal überlagert wird.

4.4.2 Vektor-MOKE an der Fe/MgO-Probe

Um zu untersuchen, ob bei den Abweichungen in den Magnetisierungskurven der Abbildungen 4.57 bis 4.64 eine out-of-plane Magnetisierung vorliegt, werden einige Messungen mit dem Vektor-MOKE vorgenommen. Als Beispiele hierfür werden Messungen bei 9° , 60° , 78° und 84° auf der Fe/MgO-Probe gezeigt, bei denen jeweils mit senkrecht und parallel polarisiertem Licht eingestrahlt wird. Der Winkel bezieht sich jeweils auf 0° in Abbildung 4.56, also auf die $[010]$ -Richtung des MgO.

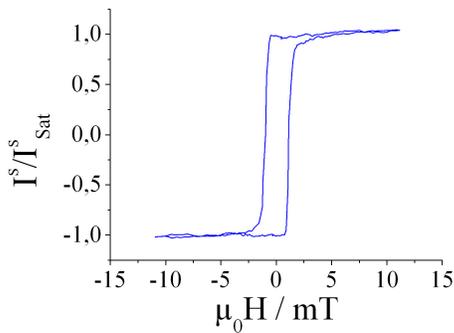


Abbildung 4.65: Magnetisierungskurve für senkrecht polarisiertes Licht bei 60° . Aufgetragen ist das Lock-In-Signal der Messung bezogen auf das Sättigungssignal.

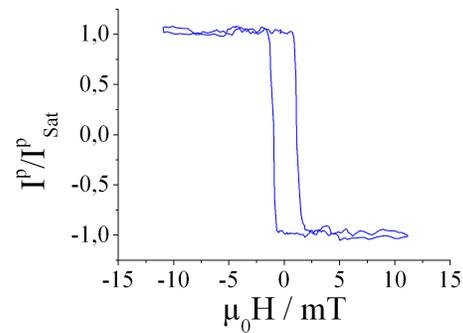


Abbildung 4.66: Magnetisierungskurve für parallel polarisiertes Licht bei 60° . Aufgetragen ist das Lock-In-Signal der Messung bezogen auf das Sättigungssignal.

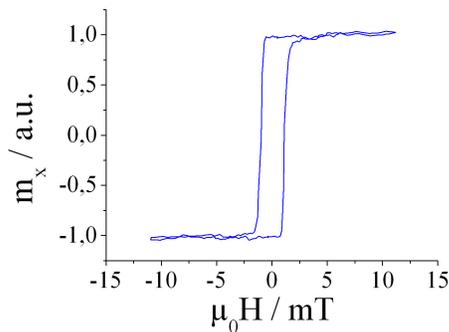


Abbildung 4.67: Berechnete Magnetisierungskurve für die m_x -Magnetisierung aus den Abbildungen 4.65 und 4.66. Die Magnetisierungskurve zeigt einen ähnlichen Verlauf wie Abbildung 4.65

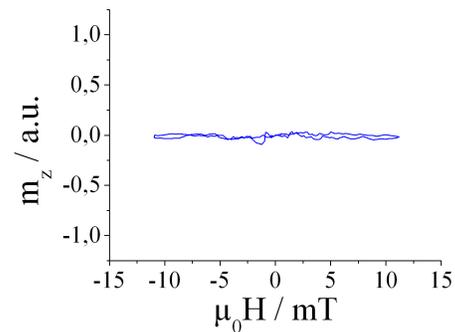


Abbildung 4.68: Berechnete Magnetisierungskurve für die m_z -Magnetisierung aus den Abbildungen 4.65 und 4.66. Für das Beispiel bei 60° ist keine out-of-plane Magnetisierung vorhanden.

Zunächst werden Messungen bei einer Probendrehung von 60° betrachtet. In der Abbildung 4.65 ist die Magnetisierungskurve für das senkrecht polarisierte Licht dargestellt. Abbildung 4.66 zeigt die Magnetisierungskurve für parallel polarisiertes Licht. Bildet man die Differenz aus den beiden Messungen, erhält man die Magnetisierung in x-Richtung (Grundlagen in Kapitel 2.1.6). Diese ist in Abbildung 4.67 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Magnetisierungskurve einen Verlauf annimmt, welcher ähnlich der Messung mit senkrecht polarisiertem Licht ist. Die out-of-plane Magnetisierung ist in Abbildung 4.68 dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass bei der z-Magnetisierung keine Änderung vorliegt.

Nun werden die Messungen für eine Probendrehung von 78° betrachtet. Hierbei fällt für die Messungen mit senkrecht (Abbildung 4.69) und parallel (Abbildung 4.70) polarisiertem Licht auf, dass beide Messungen nicht mehr einer gewöhnlichen Magnetisierungskurvenform entsprechen, welche bei 60° vorliegt. In Abbildung 4.69 tritt zwischen -2 mT und -3 mT eine Stufe bei der Ummagnetisierung der Probe auf, im Bereich von 1 mT bis 3 mT ist kurzfristig eine Magnetisierung vorhanden, welche oberhalb der Sättigungsmagnetisierung liegt. Ein ähnliches Verhalten zeigt Abbildung 4.70. Hier ist zwischen -2 mT und -3 mT während des Ummagnetisieren ebenfalls eine Stufe zu erkennen.

Abbildung 4.71 stellt die berechnete Magnetisierung entlang der x-Achse dar. Die Magnetisierungskurve zeigt im Bereich von -2 mT und -3 mT immer noch eine kleine Stufe während der Ummagnetisierung der Probe. In Abbildung 4.72 ist die out-of-plane Magnetisierung gezeigt. Hier ist in den Bereichen von -1 mT bis -3 mT und 1 mT bis 3 mT eine Magnetisierung zu erkennen.

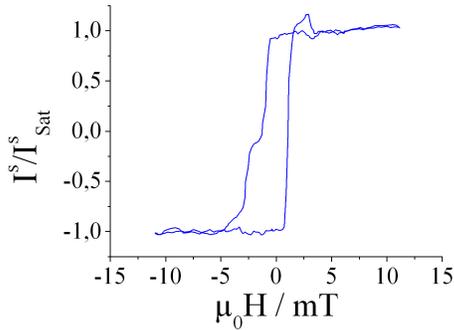


Abbildung 4.69: Magnetisierungskurve für senkrecht polarisiertes Licht bei 78° . Aufgetragen ist das Lock-In-Signal der Messung bezogen auf das Sättigungssignal.

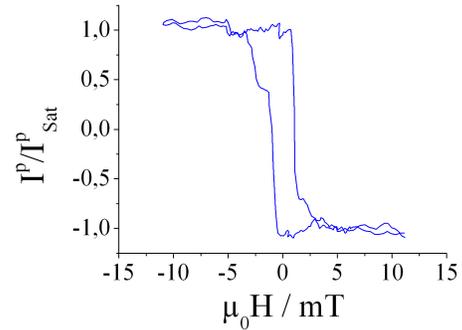


Abbildung 4.70: Magnetisierungskurve für parallel polarisiertes Licht bei 78° . Aufgetragen ist das Lock-In-Signal der Messung bezogen auf das Sättigungssignal.

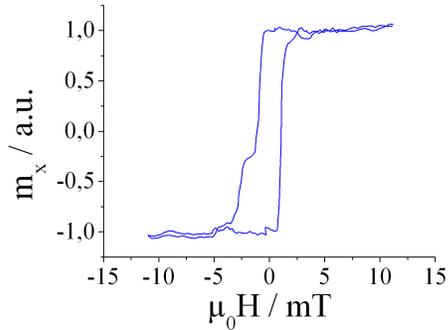


Abbildung 4.71: Berechnete Magnetisierungskurve für die m_x -Magnetisierung aus den Abbildungen 4.69 und 4.70. Die Magnetisierungskurve zeigt zwischen -2 mT und -3 mT immernoch eine Stufe in der Magnetisierung.

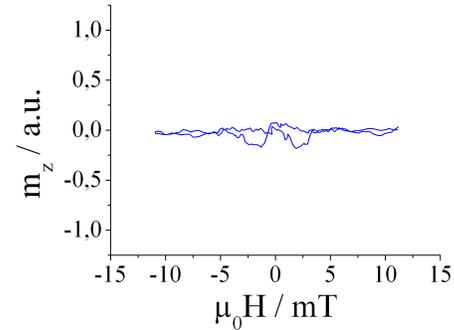


Abbildung 4.72: Berechnete Magnetisierungskurve für die m_z -Magnetisierung aus den Abbildungen 4.69 und 4.70. Die Magnetisierungskurve zeigt in den Bereichen zwischen -1 mT bis -3 mT und 1 mT bis 3 mT eine Magnetisierung in z-Richtung.

Es werden die Messungen bei einer Drehung von 84° untersucht. Hierbei stellt die Messung von Abbildung 4.73 die Magnetisierung für das s-polarisierte Licht dar, Abbildung 4.74 zeigt die Messung mit parallel polarisiertem Licht. Bei beiden Messungen sind stark ausgeprägte Bereiche zu erkennen, in denen die Magnetisierung während des Ummagnetisierens eine Stufe aufweist bzw. über die Sättigungsmagnetisierung hinaus geht.

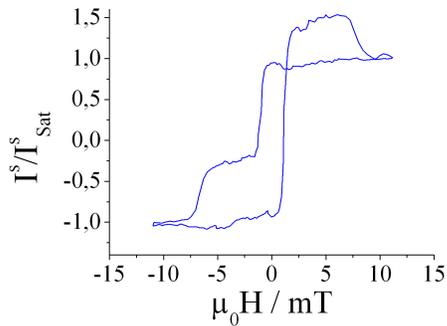


Abbildung 4.73: Magnetisierungskurve für senkrecht polarisiertes Licht bei 84° . Aufgetragen ist das Lock-In-Signal der Messung bezogen auf das Sättigungssignal.

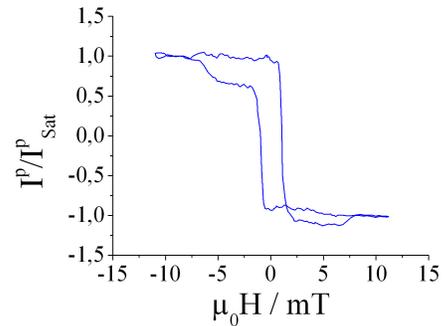


Abbildung 4.74: Magnetisierungskurve für parallel polarisiertes Licht bei 84° . Aufgetragen ist das Lock-In-Signal der Messung bezogen auf das Sättigungssignal.

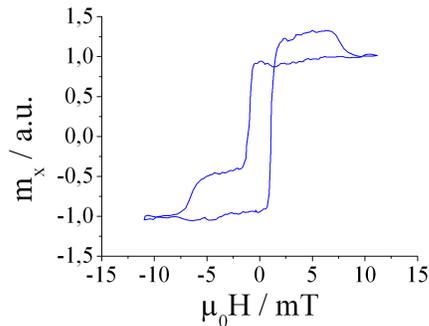


Abbildung 4.75: Berechnete Magnetisierungskurve für die m_x -Magnetisierung aus den Abbildungen 4.73 und 4.74. Zwischen -2 mT und -6 mT ist immernoch eine Stufe in der Magnetisierung vorhanden. Zusätzlich übersteigt die Magnetisierung zwischen 2 mT und 7 mT die Sättigungsmagnetisierung und fällt anschließend wieder ab.

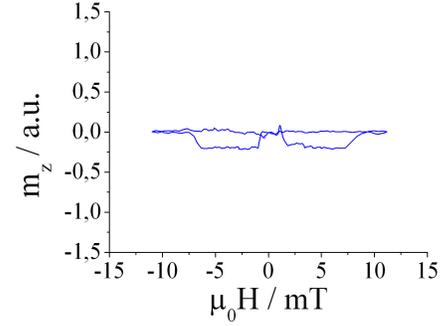


Abbildung 4.76: Berechnete Magnetisierungskurve für die m_z -Magnetisierung aus den Abbildungen 4.73 und 4.74. Die Magnetisierungskurve zeigt in den Bereichen zwischen -1 mT bis -7 mT und 1 mT bis 7 mT eine Magnetisierung in z -Richtung. Die out-of-plane Magnetisierung ist hier wesentlich ausgeprägter als es bei Abbildung 4.72 der Fall ist.

In der Abbildung 4.75 ist die Magnetisierung entlang der x -Achse dargestellt. Es fällt auf, vor allem bei einem Vergleich mit Abbildung 4.71, dass hier noch im Bereich von -2 mT bis -6 mT eine Stufe in der Magnetisierung vorliegt. Auch ist die Magnetisie-

zung im Bereich von 2 mT bis 7 mT oberhalb der Sättigungsmagnetisierung. Für die z-Richtung aus Abbildung 4.76 erhält man, wie auch in Abbildung 4.72, eine große Ausprägung der Magnetisierung. Allerdings ist bei 84° die Magnetisierung in z-Richtung wesentlich ausgeprägter.

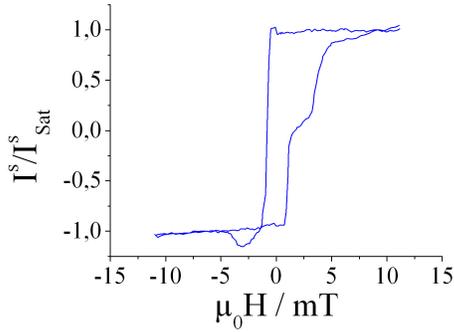


Abbildung 4.77: Magnetisierungskurve für senkrecht polarisiertes Licht bei 9° . Aufgetragen ist das Lock-In-Signal der Messung bezogen auf das Sättigungssignal.

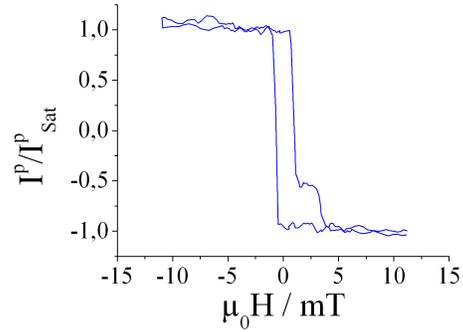


Abbildung 4.78: Magnetisierungskurve für parallel polarisiertes Licht bei 9° . Aufgetragen ist das Lock-In-Signal der Messung bezogen auf das Sättigungssignal.

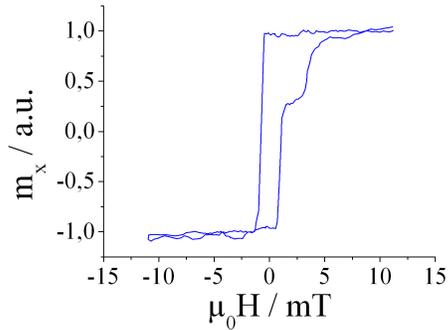


Abbildung 4.79: Berechnete Magnetisierungskurve für die m_x -Magnetisierung aus den Abbildungen 4.77 und 4.78. Die Magnetisierungskurve zeigt zwischen 1 mT und 3 mT eine Stufe während der Ummagnetisierung der Probe.

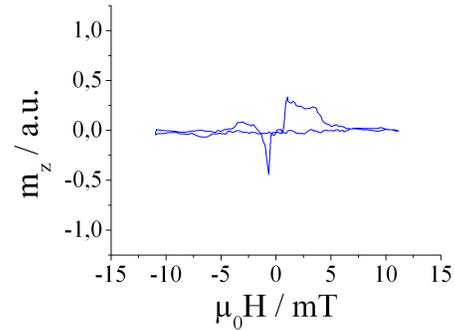


Abbildung 4.80: Berechnete Magnetisierungskurve für die m_z -Magnetisierung aus den Abbildungen 4.77 und 4.78. Es liegt eine out-of-plane Magnetisierung vor, welche entgegengerichtet ist zu denen aus Abbildungen 4.72 und 4.76.

Die Abbildung 4.77 zeigt die Messung mit senkrecht polarisiertem Licht, bei der die Fe/MgO-Probe um einen Winkel von 9° gedreht ist. Abbildung 4.78 zeigt die Magnetisierungskurve für parallel polarisiertes Licht. Beide Magnetisierungskurven weisen ein ähnliches, aber gespiegeltes Verhalten auf, wie es auch bei den zwei vorherigen Messreihen aufgetreten ist. Die Magnetisierungskurve aus Abbildung 4.77 hat im Bereich von 1 mT bis 3 mT eine Stufe in der Magnetisierung, während zwischen -2 mT und -4 mT die Magnetisierung auf einen Wert oberhalb der Sättigungsmagnetisierung steigt. Für das parallel polarisierte Licht ist zwischen 1 mT und 3 mT eine Stufe für die Magnetisierung während des Ummagnetisierens von der oberen zu der unteren Sättigungsmagnetisierung vorhanden. Für m_z (Abbildung 4.80) ergibt sich, wie auch bei Abbildung 4.72 und 4.76, eine Magnetisierung. Allerdings ist die Magnetisierung hier entgegengerichtet zu den beiden Beispielen für 78° und 84° . Bei ungefähr -1 mT erfolgt ein Ausschlag der Magnetisierung nach unten.

4.4.3 AFM-Messung an der Fe/MgO-Probe

In Kapitel 2.4.3 wird berechnet, dass Eisen auf Magnesiumoxid nach dem „VOLMER-WEBER-Wachstum“ aufwächst. Diese Annahme wird mit Hilfe von AFM-Messungen überprüft.

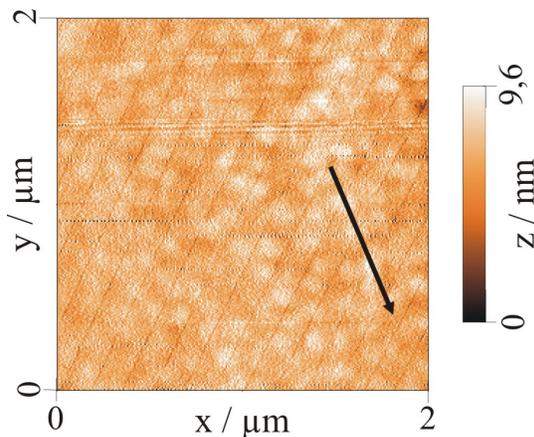


Abbildung 4.81: AFM-Messung der Fe/MgO-Probe. Scan-Bereich $2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$. Maximaler Höhenunterschied bis zu 10 nm.

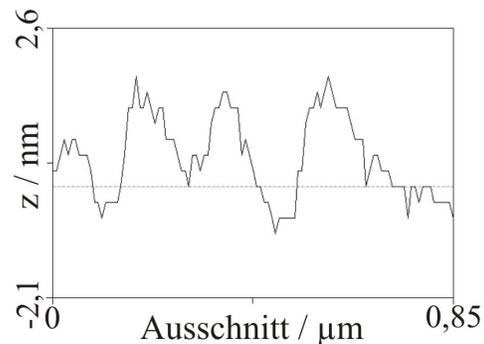


Abbildung 4.82: Ausschnitt aus Abbildung 4.81 entlang des schwarzen Pfeils. Insgesamt sind drei größere Inseln vorhanden.

Wie man aus den Abbildungen 4.81 und 4.82 erkennen kann, scheint für diese Probe ein Inselwachstum vorzuliegen. Vor allem im rechten Gebiet der Aufnahme lassen sich sehr viele kleine Inseln erkennen. Die Ausdehnung dieser Inseln liegt im Bereich von 100 nm.

4.4.4 Diskussion der Messergebnisse

Bei der Messung an der Fe/MgO-Probe ist hervorzuheben, dass die Polaraufnahme in Abbildung 4.56 eindeutig eine Änderung der magnetischen Remanenz in Abhängigkeit von der Drehung zeigt. Diese Änderung der Remanenz entspricht den Erwartungen für das System Eisen auf Magnesiumoxid. Die magnetisch leichte Richtung liegt entlang der Kristallachsen des Eisens. Diese Richtung wird nach den Angaben über die Kristallanisotropie für die magnetisch leichte Richtung bevorzugt. Ähnliche Ergebnisse hierzu finden sich auch in [26] und [30].

Bei den Messungen aus den Abbildungen 4.57 bis 4.64 wird gezeigt, dass die für Abbildung 4.56 gefundene vierzählige magnetische Anisotropie von einer zweizähligen magnetischen Anisotropie überlagert wird. Nach [31] liegt der Grund dafür in den Aufdampfbedingungen. Hier kann nachgewiesen werden, dass sich die magnetische Struktur durch unterschiedliche Verdampferpositionen in Bezug auf die Probe verändert.

In [32] werden die in den Abbildungen 4.57 bis 4.64 auftretenden Abweichungen in der Magnetisierungskurve mit dem quadratischen magnetooptischen KERR-Effekt erklärt. Jedoch wird in [33] angenommen, dass für das System Nickel-Eisen auf Silber sowohl eine Magnetisierung parallel zum Magnetfeld als auch senkrecht zu Probenoberfläche besteht.

Mit den Messungen zum Vektor-MOKE aus den Abbildungen 4.69 bis 4.80 wird gezeigt, dass für die Winkel 9° , 78° und 84° sowohl eine in-plane als auch eine out-of-plane Magnetisierung vorhanden ist. Diese out-of-plane Magnetisierung liegt für Winkelbereiche von 6° bis 15° und 75° bis 84° vor, wobei die out-of-plane Magnetisierung bei 6° , bzw. 84° maximal ist. Allerdings lässt sich nicht für alle Magnetisierungen in x-Richtung die Form einer Magnetisierungskurve wie z. B. in Abbildung 4.67 nachweisen. Dieses entspricht nicht den Erwartungen, da immer noch eine Magnetisierung oberhalb der Sättigungsmagnetisierung und eine Stufe während des Ummagnetisierens vorhanden sind. Der Grund für diesen Verlauf von m_x könnte in dem Aufbau der MOKE-Apparatur liegen. Es ist möglich, dass die einzelnen Komponenten für die Untersuchung bisher nicht optimal angepasst sind.

Für die Winkelbereiche von 0° bis 3° , 18° bis 72° und 87° bis 90° konnte keine out-of-plane Magnetisierung nachgewiesen werden. Dies lässt sich an dem Beispiel für 60° aus den Abbildungen 4.65 bis 4.68 erkennen.

Für die Fe/MgO-Probe scheint ein „VOLMER-WEBER-Wachstum“ vorzuliegen. Dieses Ergebnis entspricht den Erwartungen aus [17] und [22]. Allerdings sind die Ausdehnungen der einzelnen Inseln größer als es bei [22] der Fall ist. Ein Grund könnten Unterschiede in den Aufdampfbedingungen sein. Auch könnte ein Teil der Inseln durch das Siliziumcap überdeckt und zusammengefasst werden.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit ist es, dünne magnetische Schichten herzustellen und deren magnetische Eigenschaften mit dem magnetooptischen KERR-Effekt zu untersuchen.

Hierbei werden die Systeme Cobalt auf Glas und Eisen auf Magnesiumoxid betrachtet. Die verwendeten Proben werden mit der Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Die Proben werden mit einem Siliziumschutz versehen, um sie beständiger gegen Alterung zu machen.

Zunächst wird in dieser Arbeit ein genauer Test der MOKE-Apparatur durchgeführt, bei dem die Änderung des Messsignals in Abhängigkeit von gezielter Fehleinstellung des Aufbaus untersucht wird. Hierbei stellt sich heraus, dass bei der Ausrichtung der optischen Komponenten vor allem die Positionierung des photoelastischen Modulators zu beachten ist. Anschließend wird eine Langzeituntersuchung der MOKE-Anlage durchgeführt, um eine Standardabweichung zu bestimmen, die für die magnetische Remanenz unterhalb von 2% liegt. Für die Flächenabrasterung einer Probe folgt, dass die magnetische Remanenz im mittleren Bereich der Probe konstant gegenüber der Verschiebung des Messpunkts ist. Große Änderungen zeigen sich für die magnetisch schwere Richtung an einem Randbereich der Probe. Zum Abschluss wird ein Test an einer Siliziumprobe durchgeführt bei dem nachzuweisen wird, dass durch ein Siliziumcap kein Einfluss auf die Messung entsteht.

Mit der darauf folgenden Messreihe wird nach Gründen für die magnetische Vorzugsrichtung von Cobalt auf Glas gesucht. Dabei werden Tests mit dem Glassubstrat durchgeführt und Abhängigkeiten von der Schichtdicke des Cobalts überprüft. Zusätzlich werden Proben vermessen, bei denen die Glassubstrate vor der Deposition des Cobalts gezielt auf hohe Temperaturen geheizt werden, um Verspannungen zu reduzieren. Zwei weitere Proben werden so präpariert, dass sie gezielt vor der Schichtherstellung zerkratzt werden. Allerdings zeigt keine der Messungen einen Grund für das Entstehen der magnetischen Vorzugsrichtung auf.

Der Einfluss der Alterung von magnetischen Cobaltschichten auf Glas wird an insgesamt drei Proben untersucht, zwei mit und eine ohne Siliziumschuttschicht. Für die Probe ohne Siliziumcap können, verglichen mit Messungen mehrerer Monate vorher, große Änderungen in ihrer magnetischen Struktur und ihrem magnetischen Verhalten nachgewiesen werden. Hier hat sich das Koerzitivfeld verdoppelt und es ist keine magnetische Vorzugsrichtung mehr erkennbar. Für eine der Cobaltproben mit Siliziumcap kann keine nennenswerte Alterung festgestellt werden. Für das Koerzitivfeld und die magnetische Remanenz werden in Abhängigkeit von der Drehung der Probe nur geringe Änderungen gemessen. Bei der zweiten Cobaltprobe mit Siliziumcap liegen die Koerzitivfelder auch in dem Bereich, in dem sie Monate vorher gemessen worden sind. Allerdings haben sich die magnetisch leichte und schwere Richtung um ca. 20° gedreht. Die hier genutzten Proben zur Alterung sollten zu späteren Zeitpunkten erneut vermessen werden, um weitere Kenntnisse über ihr magnetisches Verhalten im steigenden Alter zu erhalten.

Bei der Vermessung einer Eisen auf Magnesiumoxid-Probe wird gezeigt, dass die magnetische Remanenz entlang der Kristallachsen des kubischen Gitters von Eisen am größten ist. Dies entspricht den Erwartungen der Theorie. Insgesamt ist eine vierzählige Anisotropie der magnetischen Struktur vorhanden, welche zusätzlich noch von einer zweizähligen magnetischen Anisotropie überlagert wird. Weiterhin wird nachgewiesen, dass während des Ummagnetisierens dieser Probe eine Magnetisierung senkrecht zur Probenoberfläche auftritt. In den Abbildungen 4.71, 4.75 und 4.79 wird gezeigt, dass die Magnetisierung in x-Richtung immer noch eine Magnetisierungskurve annimmt, welche nicht vergleichbar mit der aus Abbildung 4.67 ist. Die Stufe in der Magnetisierung und die Magnetisierung oberhalb der Sättigungsmagnetisierung entsprechen nicht den Erwartungen. Aus diesem Grund sollte untersucht werden, ob die Positionierung des PEM einen Einfluss auf die Messung hat. Hier könnte der PEM um 90° gedreht werden, sobald mit parallel polarisiertem Licht gearbeitet wird. Für die Zukunft wäre es interessant, diese Magnetisierung tiefergehend zu untersuchen. Der Effekt sollte unter verschiedenen Bedingungen überprüft werden. Hierzu ist vor allem eine temperaturabhängige Messreihe wünschenswert. Weitere Fe/MgO-Proben mit unterschiedlichen Schichtdicken könnten untersucht werden, um eventuelle Zusammenhänge zwischen der Schichtdicke und der out-of-plane Magnetisierung zu bestimmen. Auch sollte bei unterschiedlichen Einfallswinkeln für das Laserlicht eine Betrachtung durchgeführt werden.

Von Interesse wäre es, die Präparationskammer mit weiteren Untersuchungsmethoden auszustatten, um die hergestellten Proben auf Kristallinität und Zusammensetzung zu überprüfen. Hierdurch wäre vor allem für weitere Fe/MgO-Proben die Möglichkeit gegeben deren Kristallstruktur zu bestimmen.

Verbesserungen an der MOKE-Anlage könnten in den Bereichen der Ausrichtung der Probe und der Automatisierung der Polaraufnahme liegen.

A Anhang

A.1 Daten zu den XRR-Messungen

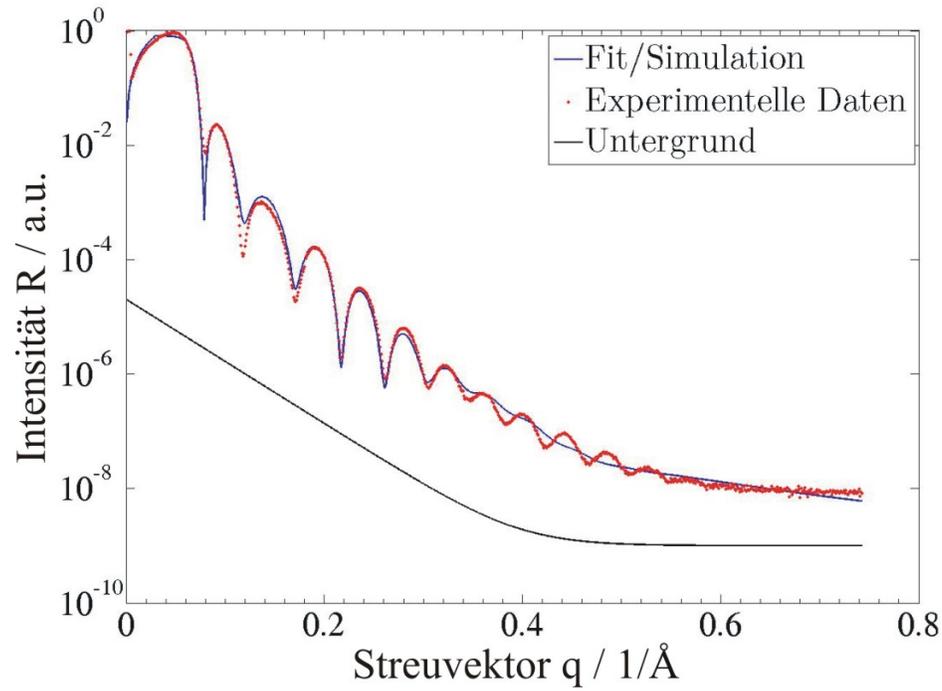


Abbildung A.1: XRR-Messung und Simulation zur Probe Co03.

Schicht	Delta $\cdot 10^{-6}$	Dicke / nm	Rauhigkeit / nm
3	4,6	25,0	7,3
2	16,5	103,4	8,9
1	16,0	19,4	0,0
Substrat	4,1		6,4

Tabelle 3: Daten zu der Abbildung A.1.

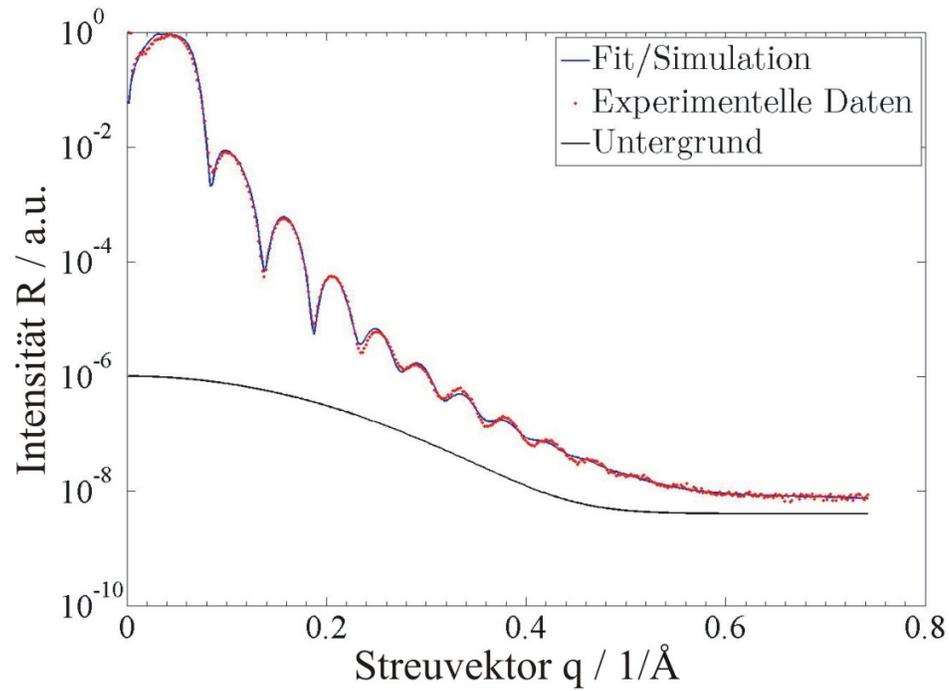


Abbildung A.2: XRR-Messung und Simulation zur Probe Co04.

Schicht	Delta $\cdot 10^{-6}$	Dicke / nm	Rauhigkeit / nm
4	4,3	34,9	7,4
3	16,7	104,1	11,3
2	16,5	3,1	0,0
1	3,3	8,2	8,3
Substrat	4,1		1,3

Tabelle 4: Daten zu der Abbildung A.2.

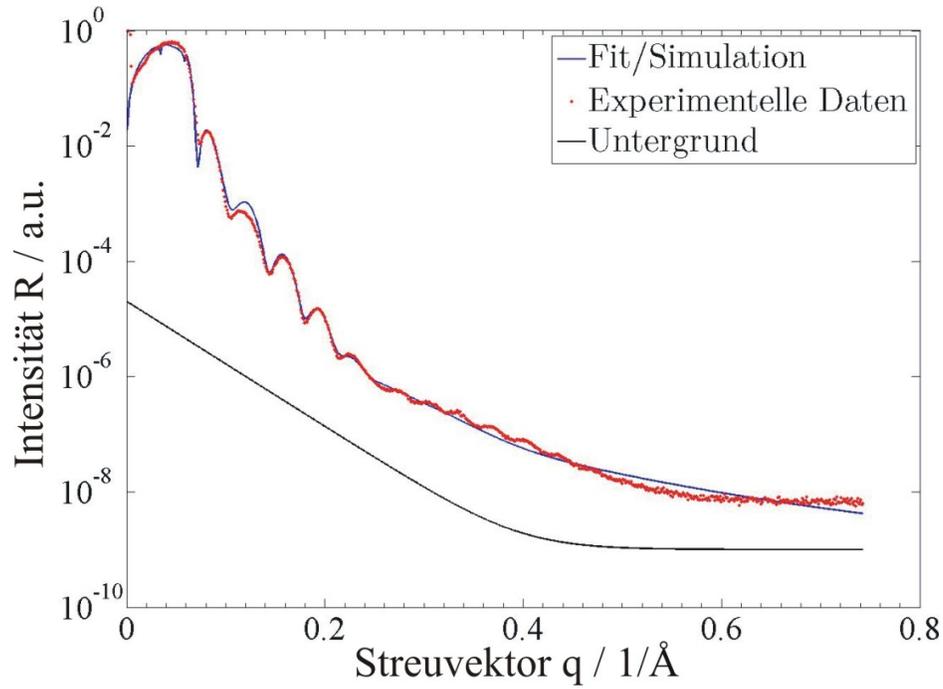


Abbildung A.3: XRR-Messung und Simulation zur Probe Co05.

Schicht	Delta $\cdot 10^{-6}$	Dicke / nm	Rauhigkeit / nm
3	5,5	34,4	12,8
2	15,5	131,9	13,4
1	14,7	17,3	0,6
Substrat	4,2		8,2

Tabelle 5: Daten zu der Abbildung A.3.

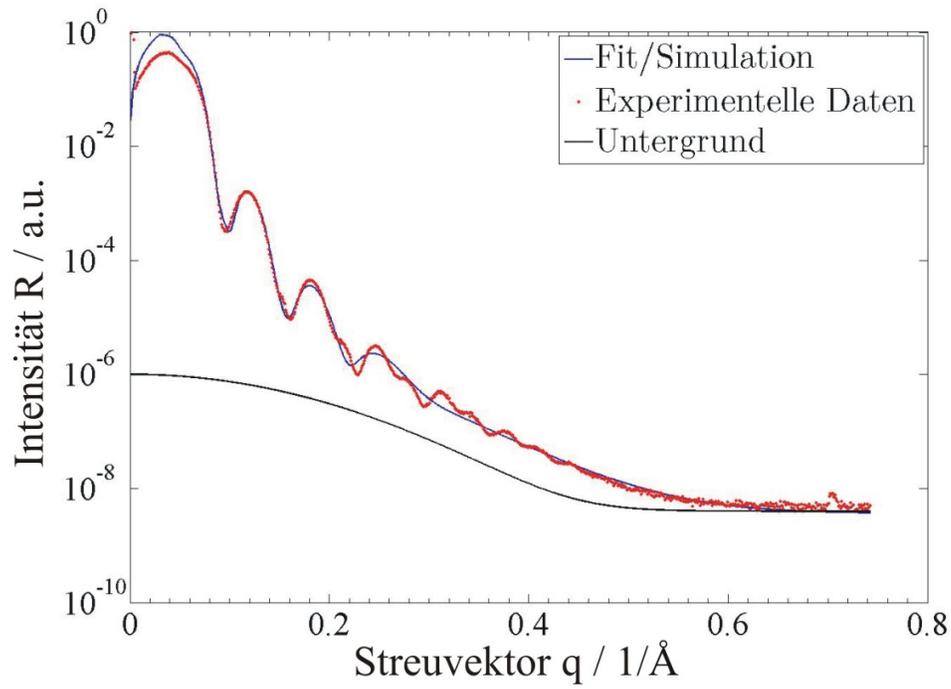


Abbildung A.4: XRR-Messung und Simulation zur Probe Co06.

Schicht	Delta $\cdot 10^{-6}$	Dicke / nm	Rauhigkeit / nm
3	4,7	104,5	14,0
2	13,0	24,1	9,7
1	14,2	60,8	3,0
Substrat	4,2		10,8

Tabelle 6: Daten zu der Abbildung A.4.

A.2 Sputter-XPS Messungen

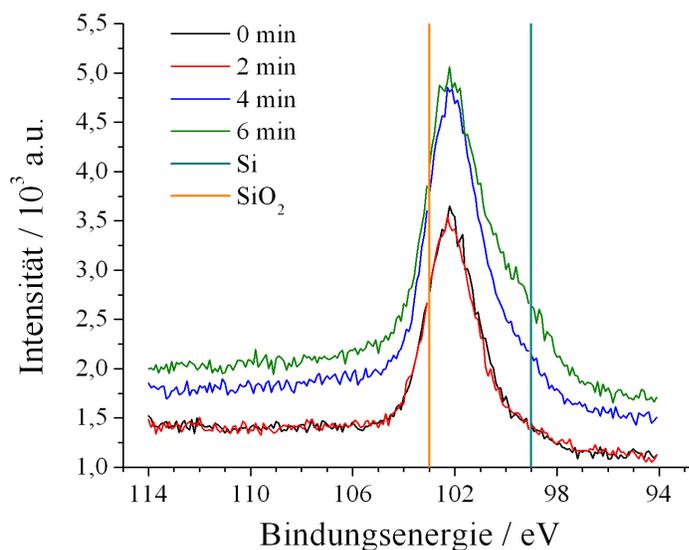


Abbildung A.5: XPS-Messung an der Oberfläche einer Cobaltprobe mit Siliziumcap. Die einzelnen Messungen stehen für die Änderung der Intensität in Abhängigkeit von der Sputterzeit. Das Intensitätsmaximum liegt bei 102,2 eV, also nah an der Stelle bei der SiO_2 erwartet wird [34].

In der Abbildung A.5 sind XPS-Messungen dargestellt, welche nach unterschiedlichen Sputterzeiten aufgenommen werden. Hierbei werden nach jedem Sputterdurchlauf von 2 min XPS-Messungen durchgeführt. Es sind die Daten vor dem ersten Sputterdurchlauf (schwarz), nach dem ersten Sputterzyklus (rot), nach dem zweiten Sputterzyklus (blau) und nach dem dritten Sputterzyklus (grün) dargestellt. Weitere XPS-Messungen werden hier nicht mehr mit einbezogen, da nach insgesamt 8 min Sputterzeit die darunterliegende Cobaltschicht erreicht ist (Abbildung A.6). Aus den Messdaten ist zu entnehmen, dass das Cap dieser Probe hauptsächlich aus SiO_2 besteht.

Die Abbildung A.6 zeigt die Atomkonzentration der zweiten Alterungsprobe in Abhängigkeit von der Sputterzeit. Der Verlauf von Cobalt ist grün, von Silizium rot, von Sauerstoff schwarz und von Kohlenstoff blau dargestellt. Aus den Messdaten ist eindeutig zu entnehmen, dass sich zwischen 6 min und 10 min Sputterzeit der Übergang zwischen der Capschicht und dem Cobalt befindet. Der Anteil des Cobalts nach 10 min Sputterzeit liegt im Bereich von 90%. Kohlenstoff ist hauptsächlich an der Oberfläche der Probe vorhanden. Dieses lässt sich mit Verunreinigungen aus der Atmosphäre erklären. Auch befindet sich innerhalb der Probe ein recht hoher Kohlenstoffanteil (ca. 7%), welcher eventuell während des Aufdampfens implantiert wurde. Sauerstoff und

Silizium fallen hingegen recht schnell ab und finden sich nicht in der Cobaltschicht wieder.

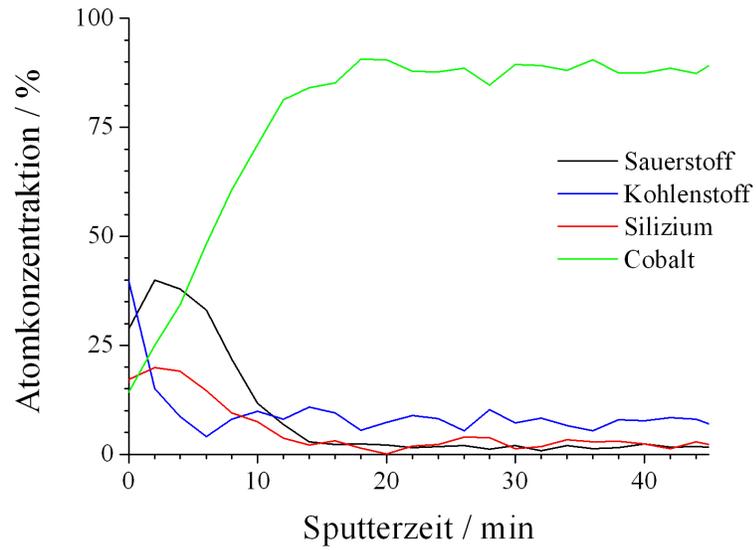


Abbildung A.6: XPS-Messung zu einer Cobaltprobe mit Siliziumcap. Aufgetragen ist die Atomkonzentration in Abhängigkeit von der Sputterzeit.

A.3 Auflistung der in dieser Arbeit verwendeten Proben

Probenname im Labor	Probenname in der Arbeit	Dicke / nm Co / Fe	Dicke / nm Silizium	Besonderheit
Co03	Co03	12,3 / Co	2,5	Eichprobe
Co04	Co04/Alt.-Probe 2	11,5 / Co	3,5	Eichprobe
Co05	Co05	14,9 / Co	3,4	Eichprobe
Co06	Co06/Alt.-Probe 3	8,5 / Co	10,4	Eichprobe
Co07	1	14,7 / Co	3,0	
Co08	2	16,4 / Co	4,0	
Co09	3	18,9 / Co	4,0	
Co10	4	13,7 / Co	4,0	
Co11	5	16,5 / Co	4,0	
Co12	6	18,3 / Co	4,0	
Co13	9	16,0 / Co	4,0	
Co14	7	17,5 / Co	4,0	geheizt
Co15	8	14,5 / Co	7,0	geheizt
Co16	10	14,2 / Co	5,0	Kratzer
Co17	11	15,5 / Co	5,0	Kratzer
Prak3	Alt.-Probe 1	9,5 / Co	ohne	
FeMgO_01	Fe/MgO	30,0 / Fe	6,0	

Tabelle 7: Auflistung der in der Arbeit verwendeten Proben. Die Tabelle gibt die wesentlichen Daten zu den verwendeten Proben an.

In Tabelle 7 sind die Daten zu den während der Arbeit verwendeten Proben aufgeführt. Die Besonderheiten der Proben beziehen sich auf spezielle Eigenschaften oder Bearbeitungen. Die anderen Proben besitzen alle die Standardpräparation.

Literatur

- [1] BINASCH, G., P. GRÜNBERG, F. SAURENBACH, and W. ZINN: *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*. Physical Review B, 39(7):4828–4830, 1989.
 - [2] BAIBICH, M.N., J.M. BROTO, A. FERT, F. NGUYEN VAN DAU, F. PETROFF, P. EITENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH, and J. CHAZELAS: *Giant magnetoresistance of (001)fe/(001)cr magnetic superlattices*. Physical Review Letters, 61(21):2472–2475, 1988.
 - [3] JULLIERE, M.: *Tunneling between ferromagnetic films*. Physics Letters A, 54(3):225–226, 1975.
 - [4] KERR, JOHN: *On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet*. Phil. Mag., 3:321–343, 1877.
 - [5] REIM, W. and J. SCHOENES: *Ferromagnetic materials: magneto-optical spectroscopy of f-electron systems*, volume 5.
 - [6] ANTONOV, V.N., L. UBA, S. UBA, A.N. YARESKO, A. YA. PERLOV, and V.V. NEMOSHKALENKO: *Magneto-optical spectroscopy of magnetic multilayers: Theory and experiment (a review)*. Low Temperature Physics, 27(6):425 – 462, 2001.
 - [7] VAVASSORI, P.: *Polarization modulation technique for magneto-optical quantitative vector magnetometry*. Applied Physics Letters, 77(11):1605–1607, 2000.
 - [8] JONES, R. CLARK: *A new calculus for the treatment of optical systems*. J. Opt. Soc. A, 31:488–493, 1941.
 - [9] WEBER, ANDREAS: *Isolierte Adatome als radioaktive Sonden auf Fe-, Co-, Ni- und Pd-Oberflächen*. Freie Universität Berlin, 2001.
 - [10] KOPITZKI, KONRAD und PETER HERZOG: *Einführung in die Festkörperphysik*. Teubner, 6. Auflage, 2007.
 - [11] KITTEL, CHARLES: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg, 14. Auflage, 2006.
 - [12] BAUER, MARTIN: *Grundlagen und Strategien für schnelles Schalten der Magnetisierung*. Universität Kaiserslautern, 2001.
 - [13] KIRENSKI, L. W.: *Magnetismus*. Teubner, 1. Auflage, 1969.
 - [14] RIEDEL, ERWIN und CHRISTOPH JANIAK: *Anorganische Chemie*. de Gruyter, 7. Auflage, 2007.
-

-
- [15] HOLLEMAN und WIBERG: *Lehrbuch der Anorganischen Chemie*. de Gruyter, 102. Auflage, 2007.
- [16] WANG, W., M. LÜPKE, G. AND DI VENTRA, S.T. PANTELIDES, J.M. GILLIGAN, N.H. TOLK, I.C. KIZILYALLI, P.K. ROY, G. MARGARITONDO, and G. LUCOVSKY: *Coupled electron-hole dynamics at the si/sio₂ interface*. Physical Review Letters, 81(19):4224–4227, 1998.
- [17] MARTÍNEZ BOUBETA, C., C. CLAVERO, J. M. GARCÍA-MARTÍN, G. ARMELLES, A. CEBOLLADA, LL. BALCELLS, J. L. MENÉNDEZ, F. PEIRÓ, A. CORNET, and MICHAEL F. TONEY: *Coverage effects on the magnetism of fe/mgo(001) ultrathin films*. Physical Review, B(71):014407–1 – 014407–10, 2005.
- [18] GROSSMANN, ALEXANDER: *Oberflächenspannungen und Struktur von Festkörperoberflächen*. Forschungszentrum Jülich, 1997.
- [19] TYSON, W.R. and W.A. MILLER: *Surface free energies of solid metals estimation from liquid surface tension measurements*. Surface Science, 62:267–276, 1977.
- [20] *Ausgewählte Literaturwerte der Oberflächenenergie von Festkörpern*. http://www.kruss.de/index.php?content=http%3A//www.kruss.de/service/lit/oberflaechenenergie_festkoerper_d.html.
- [21] MIEDEMA, A.R. and J.W.F. DORLEIJN: *Quantitative predictions of the heat of adsorption of metals on metallic substrates*. Surface Science, 95:447–464, 1980.
- [22] LAWLER, J.F., R. SCHAD, S. JORDAN, and H. VAN KEMPEN: *Structure of epitaxial fe films on mgo(100)*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 165:224–226, 1997.
- [23] PARRATT, L. G.: *Surface studies of solids by total reflection of x-rays*. Physical Review, 95(2):359–369, 1954.
- [24] BINNIG, G., C. F. QUATE, and C. GERBER: *Atomic force microscope*. Physical Review Letters, 56:930–933, 1986.
- [25] KUSCHEL, TIMO: *Aufbau einer Apparatur zur Messung des magnetooptischen KERR-Effekts*. Universität Osnabrück, 2007.
- [26] COSTA-KRÄMER, J.L., J.L. MENÉNDEZ, A. CEBOLLADA, F. BRIONES, D. GARCÍA, and A. HERNANDO: *Magnetization reversal asymmetry in fe/mgo(001) thin films*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 210:341–348, 2000.
- [27] WEDDING, J.B., M. LI, and G.-C. WANG: *Magnetization reversal of a thin polycrystalline cobalt film measured by the magneto-optic kerr effect (moke) technique and field-dependent magnetic force microscopy*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 204:79–89, 1999.
-

-
- [28] KHARMOUCHE, A., S.M. CHÉRIF, A. BOURZAMI, A. LAYADI, and G. SCHMERBER: *Structural and magnetic properties of evaporated co/si(100) and co/glass thin films*. Journal of Physics D, 37:2583–2587, 2004.
- [29] PIEPER, HANS HERMANN: *Herstellung und Charakterisierung magnetischer Co Schichten*. Universität Osnabrück, 2007.
- [30] MARTÍNEZ BOUBETA, C., A. CEBOLLADA, J. F. CALLEJA, C. CONTRERAS, F. PEIRO, and A. CORNET: *Magnetization reversal and magnetic anisotropies in epitaxial fe/mgo and fe/mgo/fe heterostructures grown on si(001)*. Journal of Applied Physics, 93(4):2126 – 2134, 2003.
- [31] DURAND, O., J.R. CHILDRESS, P. GALTIER, R. BISARO, and A. SCHUHL: *Origin of the uniaxial magnetic anisotropy in fe films grown by molecular beam epitaxy*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 145:111–117, 1995.
- [32] POSTAVA, K., H. JAFFRES, A. SCHUHL, F. NGUYEN VAN DAU, M. GOIRAN, and A.R. FERT: *Linear and quadratic magneto-optical measurements of the spin reorientation in epitaxial fe films on mgo*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 172:199–208, 1997.
- [33] ZHONG, Q.M., A.S. ARROTT, B. HEINRICH, and Z. CELINSKI: *Magneto-optic response in ultrathin ni-fe bilayers*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 104:1837–1839, 1992.
- [34] *Datenbank zu den Bindungsenergien bei XPS-Messungen*. <http://srdata.nist.gov/xps/EnergyTypeValSrch.aspx>.
-

Abbildungsverzeichnis

2.1 Prinzip des magnetooptischen KERR-Effekts. 3

2.2 Schematische Darstellung der verschiedenen MOKE-Geometrien. 4

2.3 Die relevanten Größen beim MOKE. 5

2.4 Beispiel für das einfallende, linear polarisierte Licht. 6

2.5 Beispiel für das reflektierte, elliptisch polarisierte Licht. 7

2.6 Koordinatensystem für die Berechnungen. 8

2.7 Schematische Darstellung des Ferromagnetismus. 14

2.8 Zustandsdichten der 3d- und 4s-Elektronen beim Nickel. 15

2.9 Domänenstruktur ohne äußeres Magnetfeld. 18

2.10 Domänenstruktur bei kleinem äußeren Magnetfeld. 18

2.11 Domänenstruktur bei mittelstarkem äußeren Magnetfeld. 18

2.12 Domänenstruktur bei großem äußeren Magnetfeld. 18

2.13 Beispiel für die Magnetisierungskurve. 19

2.14 Beispiel für eine magnetisch leichte Richtung. 20

2.15 Beispiel für eine magnetisch schwere Richtung. 20

2.16 Schematische Darstellung der Oberflächenspannungen. 24

2.17 Beispiel für das FRANK-VAN-DER-MERVE-Wachstum. 25

2.18 Beispiel für das STRANSKI-KRASTANOV-Wachstum. 25

2.19 Beispiel für das VOLMER-WEBER-Wachstum. 26

3.1 Schematische Darstellung der MOKE-Apparatur. 31

3.2 Beispiel für eine Polaraufnahme mit Kennzeichnungen für Beispielhysteresen. 34

3.3 Beispielhysterese für 0°. 34

3.4 Beispielhysterese für 24°. 34

3.5 Beispielhysterese für 288°. 34

3.6 Beispiel für die Bestimmung der magnetisch leichten Richtung. 35

3.7 Beispiel für eine Flächenabrasterung. 35

3.8 Schematische Abbildung der verwendeten UHV-Kammer. 37

3.9 Schematische Darstellung eines Verdampfers. 39

3.10 XRR-Eichung für die Schichtdicken der Cobaltproben. 42

4.1 Magnetische Remanenz in Abhängigkeit von der z-Verschiebung. 44

4.2	Magnetische Remanenz in Abhängigkeit von der x-Verschiebung.	44
4.3	Änderung der Remanenz in Abhängigkeit von der Höhe des PEM.	45
4.4	Vergleich der Remanenzen bei Verschiebung des PEM: Höhe +2 mm.	45
4.5	Vergleich der Remanenzen bei Verschiebung des PEM: Höhe 0 mm.	45
4.6	Vergleich der Remanenzen bei Verschiebung des PEM: Höhe -2 mm.	46
4.7	Vergleich der Remanenzen bei Verschiebung des PEM: Höhe -4 mm.	46
4.8	1. Messung: Remanenzen in Abhängigkeit von der Zeit.	47
4.9	2. Messung: Remanenzen in Abhängigkeit von der Zeit.	47
4.10	Magnetisierungskurve nach 31,4 h.	48
4.11	Magnetisierungskurve nach 37,4 h.	48
4.12	Magnetisierungskurve nach 38,4 h.	48
4.13	Beispiel für eine Hysteresekurve ohne Fehler.	48
4.14	3. Messung: Remanenzen in Abhängigkeit von der Zeit.	49
4.15	4. Messung: Remanenzen in Abhängigkeit von der Zeit.	49
4.16	Flächenaufnahme der 50nm Cobalt-Probe in magnetisch leichter Richtung.	50
4.17	Flächenaufnahme der 50nm Cobalt-Probe in magnetisch schwerer Richtung.	50
4.18	Messung an Silizium. Magnetfelder im Bereich von -12 mT bis 12 mT.	50
4.19	Messung an Silizium. Magnetfelder im Bereich von -70 mT bis 70 mT.	50
4.20	Polardiagramm der 1. Probe.	53
4.21	Polardiagramm der 3. Probe.	53
4.22	Polardiagramm der 3. Probe.	53
4.23	Polardiagramm der 4. Probe.	53
4.24	Polardiagramm der 5. Probe.	54
4.25	Polardiagramm der 6. Probe.	54
4.26	Polardiagramm der 7. Probe.	55
4.27	Polardiagramm der 8. Probe.	55
4.28	Polardiagramm der 9. Probe.	56
4.29	Polardiagramm der 10. Probe.	57
4.30	Polardiagramm der 11. Probe.	57
4.31	Beispielmessung einer RÖNTGEN-Beugungs-Untersuchung an einer Cobalt auf Glas Probe.	57
4.32	Strukturuntersuchung mit einem Pulver-Diffraktometer.	58

4.33	Ausschnitt auf der Abbildung 4.32.	58
4.34	Polardiagramm der 1. Alterungsprobe nach der Herstellung.	60
4.35	Polardiagramm der 1. Alterungsprobe nach 10 Monaten.	60
4.36	Hysterese der 1. Alterungsprobe nach der Herstellung bei 0°.	61
4.37	Hysterese der 1. Alterungsprobe nach 10 Monaten bei 0°.	61
4.38	Polardiagramm der 2. Alterungsprobe nach der Herstellung.	62
4.39	Polardiagramm der 2. Alterungsprobe nach 8 Monaten.	62
4.40	Hysterese der 2. Alterungsprobe nach der Herstellung. Magnetisch leichte Richtung unter 168° wird betrachtet.	62
4.41	Hysterese der 2. Alterungsprobe nach 8 Monaten. Magnetisch leichte Richtung unter 168° wird betrachtet.	62
4.42	Hysterese der 2. Alterungsprobe nach der Herstellung. Magnetisch schwere Richtung unter 264° wird betrachtet.	63
4.43	Hysterese der 2. Alterungsprobe nach 8 Monaten. Magnetisch schwere Richtung unter 264° wird betrachtet.	63
4.44	Polardiagramm der 3. Alterungsprobe nach der Herstellung.	64
4.45	Polardiagramm der 3. Alterungsprobe nach 8 Monaten.	64
4.46	Hysterese der 3. Alterungsprobe nach der Herstellung. Magnetisch leichte Richtung unter 192° wird betrachtet.	64
4.47	Hysterese der 3. Alterungsprobe nach 8 Monaten. Magnetisch leichte Richtung unter 24° wird betrachtet.	64
4.48	Hysterese der 3. Alterungsprobe nach der Herstellung. Magnetisch schwere Richtung unter 96° wird betrachtet.	65
4.49	Hysterese der 3. Alterungsprobe im alten Zustand. Magnetisch schwere Richtung unter 120° wird betrachtet.	65
4.50	AFM-Messung an der ersten Alterungsprobe.	66
4.51	Höhenprofil der ersten Alterungsprobe.	66
4.52	AFM-Messung an der zweiten Alterungsprobe.	66
4.53	Höhenprofil der zweiten Alterungsprobe.	66
4.54	AFM-Messung an der dritten Alterungsprobe.	67
4.55	Höhenprofil der dritten Alterungsprobe.	67
4.56	Polardiagramm der Fe auf MgO-Probe.	69
4.57	Magnetisierungskurve der Fe/MgO-Probe bei einer Drehung von 15°.	70
4.58	Magnetisierungskurve der Fe/MgO-Probe bei einer Drehung von 105°.	70
4.59	Magnetisierungskurve der Fe/MgO-Probe bei einer Drehung von 195°.	70

4.60	Magnetisierungskurve der Fe/MgO-Probe bei einer Drehung von 285° . . .	70
4.61	Magnetisierungskurve der Fe/MgO-Probe bei einer Drehung von 75° . . .	71
4.62	Magnetisierungskurve der Fe/MgO-Probe bei einer Drehung von 165° . . .	71
4.63	Magnetisierungskurve der Fe/MgO-Probe bei einer Drehung von 255° . . .	71
4.64	Magnetisierungskurve der Fe/MgO-Probe bei einer Drehung von 345° . . .	71
4.65	Magnetisierungskurve für senkrecht polarisiertes Licht bei 60°	72
4.66	Magnetisierungskurve für parallel polarisiertes Licht bei 60°	72
4.67	Berechnete Magnetisierungskurve für die m_x -Magnetisierung bei 60° . . .	73
4.68	Berechnete Magnetisierungskurve für die m_z -Magnetisierung bei 60° . . .	73
4.69	Magnetisierungskurve für senkrecht polarisiertes Licht bei 78°	74
4.70	Magnetisierungskurve für parallel polarisiertes Licht bei 78°	74
4.71	Berechnete Magnetisierungskurve für die m_x -Magnetisierung.	74
4.72	Berechnete Magnetisierungskurve für die m_z -Magnetisierung.	74
4.73	Magnetisierungskurve für senkrecht polarisiertes Licht bei 84°	75
4.74	Magnetisierungskurve für parallel polarisiertes Licht bei 84°	75
4.75	Berechnete Magnetisierungskurve für die m_x -Magnetisierung.	75
4.76	Berechnete Magnetisierungskurve für die m_z -Magnetisierung.	75
4.77	Magnetisierungskurve für senkrecht polarisiertes Licht bei 9°	76
4.78	Magnetisierungskurve für parallel polarisiertes Licht bei 9°	76
4.79	Berechnete Magnetisierungskurve für die m_x -Magnetisierung.	76
4.80	Berechnete Magnetisierungskurve für die m_z -Magnetisierung.	76
4.81	AFM-Messung der Fe/MgO-Probe.	77
4.82	Ausschnitt aus der Messung von Abbildung 4.81.	77
A.1	XRR-Messung und Simulation zur Probe Co03.	81
A.2	XRR-Messung und Simulation zur Probe Co04.	82
A.3	XRR-Messung und Simulation zur Probe Co05.	83
A.4	XRR-Messung und Simulation zur Probe Co06.	84
A.5	XPS-Messung an der Oberfläche einer Cobaltprobe mit Siliziumcap. . .	85
A.6	XPS-Messung zu einer Cobaltprobe mit Siliziumcap.	86

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank geht an Prof. Dr. Wollschläger für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe „Dünne Schichten und Grenzflächen“ und der Möglichkeit diese Arbeit anzufertigen.

Weiterhin danke ich Timo Kuschel für die Betreuung und dass er immer bereit war, mir mit kompetentem Rat zur Seite zu stehen.

Auch danke ich allen anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe für deren Hilfe, insbesondere Florian Bertram, Hauke Bardenhagen und Sebastian Gevers, die mich bei der Fertigstellung dieser Arbeit besonders unterstützt haben.

Der Arbeitsgruppe „Photonik“ von Prof. Dr. Imlau danke ich für die Bereitstellung der optischen Komponenten der MOKE-Apparatur. Bei der Arbeitsgruppe „Molekulare Selbstorganisation“ von Frau Dr. Kühnle bedanke ich mich für die Möglichkeit von Messungen an einem Rasterkraftmikroskop. Zudem danke ich den Arbeitsgruppen „Elektronenspektroskopie“ von Prof. Dr. Neumann und „Materialforschung“ von Prof. Dr. Haase.

Für die technische Unterstützung danke ich Gregor Steinhoff, der Feinmechanischen Werkstatt und der Elektronikwerkstatt.

Bei meinen Eltern möchte ich mich ganz herzlich für ihre jahrelange Unterstützung bedanken, ohne die ich mein Studium nicht hätte bewältigen können. Auch bedanke ich mich noch bei meinen Freunden, vor allem meiner Freundin Julia, die mich jahrelang immer neu motiviert und bei der Erstellung der Diplomarbeit, u.a. durch Korrekturarbeiten, besonders unterstützt hat.
