

Aufbau einer Anlage zur Messung des
magnetooptischen Kerr Effektes für ex und in situ
Messungen: $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ und $\text{Co}/\text{GaAs}(001)$

Diplomarbeit

zur Erlangung des Grades
eines Diplom-Physikers

Durchgeführt im
Fachbereich Physik
der Universität Duisburg-Essen,
Standort Duisburg

Vorgelegt von

Florian M. Römer

aus Dinslaken

Duisburg, März 2007

Aber man verlangt vom Forscher, dass er Beweise liefert,
wenn es sich zum Beispiel um die Entdeckung
eines großen Berges handelt, verlangt man,
dass er große Steine mitbringt.

Antoine de Saint-Exupéry (*1900 †1944)

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der Aufbau einer Anlage zur Messung des magnetooptischen Kerr-effektes (MOKE) in situ im Ultrahochvakuum (UHV) und ex situ, sowie die dazu entwickelte Soft- und Hardware gezeigt.

Es werden qualitative und quantitative Ergebnisse für zwei unterschiedliche Proben-systeme $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ und $\text{Co}/\{\text{P4x6}\}\text{GaAs}(001)$ ¹ gezeigt. Für die Heuslerlegierung $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ werden die Beiträge der magnetischen Anisotropie von 5 nm, 10 nm und 50 nm Proben in der Ebene durch ex situ Messungen getrennt.

Insgesamt wurde eine dominierende kubische Anisotropie von $K_{4\parallel}/M \approx 4 \pm 0,3 \text{ mT}$ und ein schichtdickenabhängiges $K_{2\parallel}$ im Bereich von 0,09 mT (10 nm) bis 0,48 mT (5 nm) gefunden, während bei der 50 nm-Probe kein uniaxialer Term gefunden wurde.

Die leichte Achse der uniaxialen Anisotropie liegt unerwarteter Weise nicht entlang einer der kristallografischen Hauptachsen. Mit Hilfe von orts aufgelösten MOKE-Messungen wurde eine Erklärungsansatz gefunden, der auf einem Kompositionsgradienten beruht, der durch die Probenherstellung entstanden sein könnte.

Der Verkipfungswinkel dieser Anisotropie wurde durch die ferromagnetische Resonanz bestimmt. Ein Modell zur Berechnung des uniaxialen Beitrages nach Cowburn et. al. [CGF⁺95] wurde so angepasst, dass mit Hilfe der MOKE-Hysteresen entlang der verschiedenen kristallografischen Hauptachsen $K_{2\parallel}$ bestimmt werden kann.

Für das System $\text{Co}/\{\text{P4x6}\}\text{GaAs}(001)$ wurde eine dominierende uniaxiale Anisotropie für Schichtdicken von 1,2 nm und 2 nm entlang der $[1\bar{1}0]$ -Richtung gefunden, die um 90° zu der von dem viel untersuchten $\text{Fe}/\{\text{P4x6}\}\text{GaAs}(001)$ verdreht ist.

Die Untersuchungen wurden in erster Linie mit Hilfe des aufgebauten MOKE bei Zimmertemperatur durchgeführt, unterstützend wurden jedoch ferromagnetische Resonanzspektroskopie (FMR), Röntgendiffraktometrie und Rasterkraftmikroskopie durchgeführt. Eine gute Übereinstimmung der FMR- und MOKE-Ergebnisse wurde gefunden.

¹{P4x6} = Pseudo 4x6-Rekonstruktion aus Überlagerung von 4x2 und 2x6 Regionen

Abstract

This diploma thesis deals with the development and the incorporation of the hard- and software for a new magneto-optical Kerr effect (MOKE) setup into an existing ultra-high vacuum system, suitable to determine the hysteresis loops of epitaxially grown magnetic ultra-thin films.

The diploma thesis shows qualitative and quantitative results of measurements for two different sample systems, $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ and $\text{Co}/\{\text{P4x6}\}\text{GaAs}(001)$ ². For the so-called Heusler alloy $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ the different magnetic anisotropy constants of samples with 5 nm, 10 nm and 50 nm – measured in the film-plane – were separated by ex situ measurements.

A dominant cubic anisotropy $K_4/M \approx 4 \pm 0.3$ mT was found, slightly influenced by an unexpected and small, thickness-dependent uniaxial anisotropy $K_{2\parallel}$ of 0.09 mT (10 nm) and 0.48 mT (5 nm), while no uniaxial term was observed for 50 nm.

Surprisingly, the easy axis of $K_{2\parallel}$ are not directed parallel to one of the crystallographic main axes. As revealed by spatially resolved MOKE, this work gives an explanation in terms of the compositional gradient produced by the evaporation method.

The angle between the uniaxial anisotropy and the crystallographic axes was determined by ferromagnetic resonance (FMR). A model of Cowburn et. al. [CGF⁺95] was modified to calculate $K_{2\parallel}$ by knowing the coercitive fields measured with MOKE along the different crystallographic axes.

For the system $\text{Co}/\{\text{P4x6}\}\text{GaAs}(001)$ this work shows a dominant uniaxial anisotropy for thicknesses of 2 nm and 1.2 nm. Compared to the intensively studied system $\text{Fe}/\{\text{P4x6}\}\text{GaAs}(001)$, the easy axis is turned by 90° and located parallel to the $[1\bar{1}0]$ direction.

All the investigations were made with the new MOKE setup at room temperature, and supported by FMR measurements, X-Ray diffraction and atomic force microscopy. A good agreement between the FMR and MOKE results was found.

²{P4x6} is a pseudo reconstruction, mixed of regions with 4x2 and 2x6.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	13
2	Grundlagen	15
2.1	Magnetische Anisotropie	15
2.2	Magnetooptischer Kerr Effekt	18
2.3	Fe ₃ Si/MgO(001) als Heusler-Legierung	21
2.4	Co/GaAs(001)	23
3	Experimentelles	25
3.1	Die Ultrahochvakuum-Anlage	25
3.2	Chemische Analyse: Auger-Elektronen Spektroskopie (AES)	27
3.3	Versuchsaufbau des magnetooptischen Kerreffektes	29
3.3.1	Allgemeiner Aufbau	29
3.3.2	Aufbau im Ultrahochvakuum	31
3.3.2.1	Magnet im Ultrahochvakuum	32
3.3.2.2	Probenhalter	34
3.3.3	Magnetische Anisotropiebestimmung	40
4	Auswertung und Diskussion	45
4.1	Fe ₃ Si/MgO(001)	45
4.1.1	Substrat-/ Probenpräparation Fe ₃ Si	45
4.1.2	Magnetische Anisotropiebestimmung Fe ₃ Si/MgO(001)	47
4.1.3	Vergleich mit ferromagnetischer Resonanz Fe ₃ Si/MgO(001)	52
4.1.4	Kompositionsgradient und Grenzflächeneffekt	55
4.2	Co/{P _{4x6} }GaAs(001) im Ultrahochvakuum	58
4.2.1	Substrat-/ Probenpräparation	58
4.2.2	Hysteresis und leichte Richtung der Magnetisierung	62
4.2.3	Ex situ Messungen Co/{P _{4x6} }GaAs(001)	65

5 Zusammenfassung und Ausblick	71
5.1 Zusammenfassung	71
A Messsoftware und Messabläufe	75
B Software zur Probensteuerung und allgemeine Hardware	79
B.1 Mobiler Messrechner	79
C Zur Intensitätsnormierung	83

Abbildungsverzeichnis

2.1	Koordinatensystem, uniaxiale und kubische Anisotropie	17
2.2	Linearkombination und Elliptizität	18
2.3	MOKE: Longitudinal, Transversal, Polar	19
2.4	Kerrdrehung	20
2.5	Absorptionsschema beim MOKE	21
2.6	D ₀₃ -Struktur von Fe ₃ Si	22
2.7	hcp-, fcc- und bcc-Struktur von Co	23
3.1	Ultrahochvakuum-Anlage	26
3.2	Darstellung des Augerprozesses	27
3.3	Mittlere freie Weglänge der Elektronen über E	28
3.4	Ex-situ Aufbau, Schema	29
3.5	Ex-situ Aufbau, Photo	30
3.6	Glan-Thompson-Prisma	32
3.7	Blick in UHV-Kammer / Schemaskizze	33
3.8	In situ MOKE-Tische	34
3.9	In situ Magnet	35
3.10	Kalibrierkurve des in situ Magneten	36
3.11	In-situ Probenhalter	37
3.12	Hysterese von theoretischen 2 ML	39
3.13	Leichte und schwere Anisotropieachsen	41
3.14	Definition der Koerzitivfelder für Zweisprungprozesse	44
4.1	Röntgendiffraktogramme Fe ₃ Si/MgO(001)	46
4.2	Hysterese 50 nm Fe ₃ Si	49
4.3	Hysterese 10 nm Fe ₃ Si	50
4.4	Hysterese 5 nm Fe ₃ Si	51
4.5	Winkelabhängige FMR-Messung 50 nm und 5 nm	52
4.6	Silicium-Konzentrationsabhängigkeit des Koerzitivfeldes	56
4.7	MOKE orts aufgelöst	57
4.8	{P4x6}GaAs-Rekonstruktion	58
4.9	Augerspektrum GaAs-Substrat	60
4.10	EDX-Spektrum GaAs: 5 nm Co / 2 nm Ag / 3 nm Pt	61
4.11	SEM-Aufnahme: 3 nm Pt / 2 nm Ag / 5 nm Co / {P4x6}GaAs(001)	62

4.12 Augerspektrum: 2,2 nm Co	63
4.13 In situ MOKE 2,2 nm Co/P{4x6}GaAs(001) entlang $1\bar{1}0$	64
4.14 Temperaturabhängiges Koerzitivfeld	64
4.15 In situ MOKE entlang 110 einer 1,2 nm-Probe	66
4.16 Ex situ MOKE von 1,2 nm- und 2,0 nm-Probe mit 2 nm Ag und 3 nm Pt .	67
4.17 FMR-Spektrum 2 nm Co/{P4x6}GaAs(001)	68
4.18 AFM Aufnahme: von 3 nm Pt / 2 nm Ag / 5 nm Co / {P4x6}GaAs(001) .	70
5.1 Entwurf für neuen Probenhalter	73
A.1 Programm Screenshot 1	75
A.2 Popup zu Auswahl des genauer zu messenden Bereiches.	76
B.1 Screenshot zur Probensteuerung Z	79
B.2 Screenshot zur Probensteuerung Θ	80
B.3 Mobiler Messrechner	81

1 Motivation

Bei der Weiterentwicklung der heutigen Datenspeicher und -verarbeitungsmethoden ist im Wesentlichen die fortwährende Minimalisierung der lateralen Dimensionen mit viel Erfolg vorangetrieben worden. Die Speicherdichte ist im letzten Jahrzehnt um mehrere Zehnerpotenzen erhöht worden, und die Leistungsfähigkeit der Computer hat das häufig zitierte Mooresche Gesetz in den letzten 10 Jahren sogar überholt.

Der Leistungsfähigkeit und Datenspeicherdichte mit den herkömmlichen Methoden sind jedoch physikalische Grenzen gesetzt, und neue Systeme müssen entwickelt werden. Viele der heutigen Großrechneranlagen erreichen ihre Leistung durch die Verschaltung vieler, wohlbekannter Prozessoren, deren Prinzip auf dem des gewöhnlichen Transistors [BB48] beruht. Bei diesem gibt es nur zwei Einstellmöglichkeiten 1 und 0.

S. Datta und B. Das haben vorgeschlagen, den Spin des Elektrons mit seinen Einstellmöglichkeiten \uparrow und \downarrow als einen weiteren Freiheitsgrad auszunutzen [DD90]. Somit würde aus dem bisher verwendeten binären $(0, 1)$ -System ein trinäres $(0, \uparrow, \downarrow)$. Die daraus resultierenden möglichen Anwendungen werden unter dem Begriff *Spintronic* zusammengefasst.

Im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 491¹ – Magnetische Heteroschichten: Spinstruktur und Spintransport – sollen die Grundlagen für nötige Strukturen und Spintransporteigenschaften erforscht werden. Die vorliegende Diplomarbeit wurde im Rahmen des Teilprojektes A9 durchgeführt, das die magnetischen und strukturellen Eigenschaften ultradünner Schichten auf Halbleitern untersucht.

Ein solches System stellt das hier untersuchte $\text{Co}/\{\text{P4x6}\}\text{GaAs}(001)$ dar, während bei $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ vorwiegend die vom Substrat weitgehend unbeeinflussten magnetischen Eigenschaften untersucht werden sollen. Die isolierenden Eigenschaften des MgO vermindern Hybridisierung und Verzerrung der Spinstruktur an der Grenzfläche Substrat/Film.

In dieser Arbeit wurde eine Apparatur zur Messung des Magnetooptischen Kerr Effekts aufgebaut. Diese wurde für Messungen in und außerhalb einer Ultrahochvakuum(UHV) Kammer ausgerichtet und basiert auf der Vorarbeit von Dr. Thomas Kebe [Keb06]. Die vorliegende Arbeit schafft somit experimentelle Grundlagen zur Analyse des Schaltverhaltens der Magnetisierung und zeigt bereits Ergebnisse bezüglich zweier Probensysteme, die z.B. für die Anwendung in der Spintronic oder bei der Verwendung neuartiger Festplattenmaterialien interessant sein könnten.

¹<http://www.sfb491.de>

Gliederung der Arbeit

In der vorliegenden Arbeit werden zunächst in Kapitel 2 die phänomenologische Beschreibung der magnetischen Anisotropie und eine Einführung in die untersuchten Probensysteme gegeben. Die verwendete Ultrahochvakuum Kammer und die benutzten experimentellen Methoden werden in Kapitel 3 dargestellt, wobei der Schwerpunkt im magnetooptischen Kerr Effekt liegt. Das Ergebnis und die verwendeten Geräte der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Aufbauarbeiten werden dort ausführlich beschrieben.

Ein in der Literatur gefundenes Modell zur schnellen und einfachen Berechnung von Anisotropiekonstanten wurde in Kapitel 3.3.3 nach [CGF⁺95] auf das vorliegende Problem angepasst, bei dem die verschiedenen leichten Achsen der Magnetisierung nicht entlang einer kristallografischen Achse liegen.

Die Funktionalität der beiden verschiedenen Aufbauten für nicht-UHV- bzw. UHV-Messungen wird in den Kapiteln 4.1 und 4.2 mit quantitativen und qualitativen Ergebnissen anhand der Probensysteme Fe₃Si/MgO(001) und Co/{P4x6}GaAs(001) gezeigt. Bei beiden Systemen wurden vergleichende Messungen mit der ferromagnetischen Resonanz durchgeführt, die in Kapitel 4.1.3 gezeigt sind und die MOKE-Ergebnisse bestätigen. Auf die theoretische Beschreibung (siehe z.B. [Lin03]) dieser Messmethode wird in dieser Arbeit jedoch verzichtet.

Zusammenfassend werden die Ergebnisse in Kapitel 5 gezeigt, wo zudem ein Ausblick gegeben wird. Zuletzt befinden sich im Anhang die Beschreibung sowie Bildschirmaufnahmen zu der in dieser Diplomarbeit erstellten Software.

2 Grundlagen

2.1 Magnetische Anisotropie

Die Magnetisierung einer Probe hat eine energetisch günstigste Vorzugsrichtung. Um die Magnetisierung von dieser sogenannten leichten Richtung in eine energetisch ungünstigere, schwere Richtung zu bringen, muss die *Magnetische Anisotropieenergie* (MAE) aufgebracht werden.

Wird die Ummagnetisierung isotherm und isochor durchgeführt, so ist die Differenz der freien Energie für leichte (F_l) und schwere (F_s) Richtung gleich der MAE, da für die kanonische Gesamtheit gilt [Nol99]:

$$dF = -dW - SdT \quad (2.1)$$

$$dT = 0 \Rightarrow dF = -dW \quad (2.2)$$

Mit $dW = dW_{MAE}$ erhält man:

$$F_l - F_s = \int_s^l dW_{MAE} \quad (2.3)$$

Die leichten und schweren Richtungen können zum einen durch die geometrische Form der Probe (Formanisotropie) und zum anderen durch die kristallographischen Achsen (magnetokristalline Anisotropie) definiert sein.

Ursachen der magnetokristallinen Anisotropieenergie

Die Austauschwechselwirkung ist zwar die Ursache für das Auftreten von Ferromagnetismus, jedoch ist sie im Rahmen des Heisenbergmodells nur abhängig vom Winkel zwischen zwei benachbarten magnetischen Momenten μ_i und μ_j und nicht direkt an den Ortsraum oder die Kristallrichtung gekoppelt¹. Die Austauschwechselwirkungsenergie ist somit nicht die Ursache für magnetische Anisotropien. Obwohl diese viel größer als die Dipol-Dipol- und die Spin-Bahn-Wechselwirkung ist ($\approx 0,1$ eV bzw. $1 - 100 \mu\text{eV}$), bewirken letztere das anisotrope Verhalten der Magnetisierung.

Die beiden Ursachen der MAE sollen hier kurz erläutert werden:

¹Sonderfälle wie z.B. Exchange-Bias sollen hier nicht diskutiert werden.

- Das Feld eines magnetischen Dipols $\vec{\mu}_i$ wird beschrieben durch:

$$B_i(\vec{r}_i) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{3(\vec{r}_i \cdot \vec{\mu}_i) \cdot \vec{r}_i}{r_i^5} - \frac{\vec{\mu}_i}{r_i^3} \right) \quad (2.4)$$

Die Energie eines Dipols $\vec{\mu}_j$ im Feld von $\vec{\mu}_i$ beträgt $E_{Dip} = -\vec{\mu}_j \cdot \vec{B}_i$:

$$\Rightarrow E_{Dip} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_i) \cdot (\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_j)}{r_{ij}^5} \right) \quad (2.5)$$

[Nol04] Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist also an den Ortsraum gekoppelt: die periodische Anordnung des Kristallgitters bewirkt, dass zur Struktur symmetrische, energetisch günstigere Vorzugsrichtungen existieren. Die magnetokristalline und die Formanisotropie können dadurch erklärt werden.

- Die Spin-Bahn-Wechselwirkung beschreibt aus atomistischer Sichtweise das durch die Bewegung des Elektrons induzierte Magnetfeld eines Atomkerns (im Ruhesystem des Elektrons). Hier wird jedoch die Bewegung eines Elektrons durch ein Kristallgitter betrachtet, in dem die Elektronen in dem durch die Blochwellen beschriebenen, periodischen Potenzial des Gitters propagieren. Dieses wiederum spiegelt die Symmetrie der Einheitszelle. Genau wie in der atomistischen Sichtweise koppeln hier die Spins an den Bahndrehimpuls. Eine störungstheoretische Berechnung hierzu kann in [Bru89] nachvollzogen werden.

Phänomenologisches Modell der Anisotropieenergie

Zur Interpretation der verschiedenen Anisotropieterme bedient man sich eines phänomenologischen Modells ([Far98] [Lin03] [HC93] und beinhaltete Quellen), das die verschiedenen Beiträge Zeeman-Energie, die Formanisotropie speziell für dünne Schichten, die uniaxiale Anisotropie in und aus der Ebene sowie die Kubische in der Ebene berücksichtigt. Das Koordinatensystem wird in Abbildung 2.1 definiert, und man erhält mit den Richtungskosinus $\alpha_i = \frac{\vec{M}}{M} \vec{e}_i$ und

$$\begin{pmatrix} \alpha_x \\ \alpha_y \\ \alpha_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos^2 \theta \end{pmatrix} :$$

$$\begin{aligned} F &= -\vec{M} \cdot \vec{B} + \left(\frac{1}{2} \mu_0 M^2 - K_{2\perp} \right) \alpha_z^2 + K_{2\parallel} \alpha_x^2 + K_4 (\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_x^2 \alpha_z^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2) \quad (2.6) \\ &= -MB [\sin \theta \sin \theta_B \cos(\phi - \phi_B) + \cos \theta \cos \theta_B] \\ &\quad - \left(\frac{\mu_0}{2} M^2 - K_{2\perp} \right) \sin^2 \theta + K_{2\parallel} \sin^2 \theta \cos^2 \phi \\ &\quad + K_4 (\sin^4 \theta \cos^2 \phi \sin^2 \phi + \sin^2 \theta \cos^2 \theta) \quad (2.7) \end{aligned}$$

Im Fall der ultradünnen Schichten zwingt die Formanisotropie $\frac{1}{2}\mu_0 M^2$ die Magnetisierung stets in die Ebene². Es gilt dann, und bei angelegtem Feld in der Filmebene, $\theta = \theta_B = \frac{\pi}{2}$ und man erhält bei Verwendung von $\sin 2x = 2 \sin x \cos x$:

$$F = \underbrace{K_{2\parallel} \cos^2 \phi}_{\text{Uniaxialer Anisotropieterm}} + \underbrace{K_4/4 \cdot \sin^2(2\phi)}_{\text{Kubischer Anisotropieterm}} - \underbrace{MB \cos(\phi - \phi_B)}_{\text{Zeemanterm}} \quad (2.8)$$

Diese Darstellung zeigt sehr gut die Abhängigkeit der freien Energie vom einfachen Winkel im uniaxialen Fall einerseits und vom doppelten Winkel im kubischen Fall andererseits.

Für $K_{2\parallel} < 0$ liegt die leichte Richtung der uniaxialen Anisotropie also entlang der $\langle 010 \rangle$ -Richtungen, bzw. für $K_{2\parallel} > 0$ entlang $\langle 010 \rangle$. Die kubische Anisotropie $K_4 < 0$ bewirkt ein Energieminimum in den $\langle 110 \rangle$ und $\langle \bar{1}10 \rangle$ -Richtungen. Die später gezeigten Ergebnisse sind in $K_{2\parallel}/M$ als Anisotropiefeld angegeben.

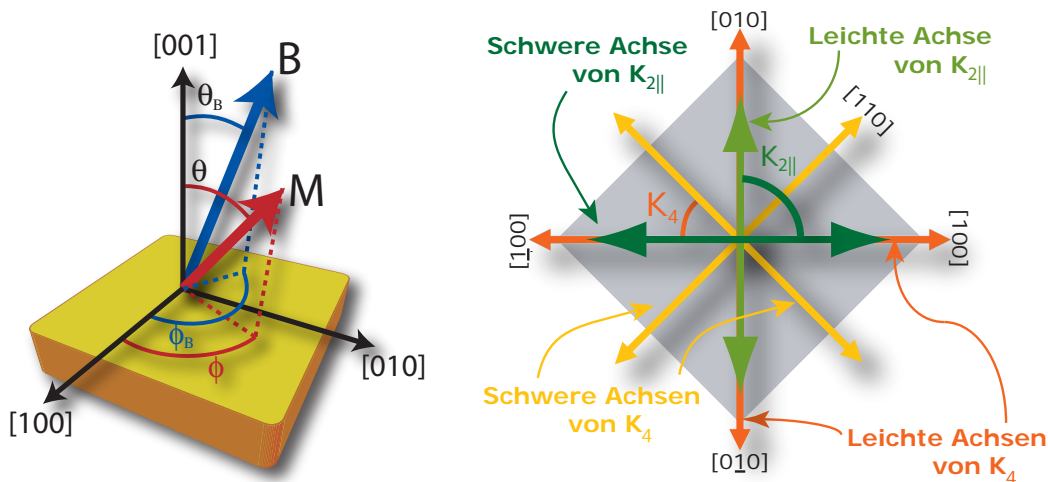


Abbildung 2.1: Links: Das in dieser Arbeit verwendete Koordinatensystem. Rechts: Veranschaulichung der leichten und schweren Richtungen der uniaxialen und kubischen Anisotropie für $K_{2\parallel} > 0$ und $K_4 > 0$.

²Für die Entmagnetisierung gilt: $N_{\perp} \rightarrow 1, N_{\parallel} \rightarrow 0$: $\frac{1}{2}\mu_0(N_{\perp} - N_{\parallel})M^2 \approx \frac{1}{2}\mu_0 M^2$

2.2 Magnetooptischer Kerr Effekt

Linear polarisiertes Licht kann als Linearkombination von rechts- und linkszirkular polarisiertem Licht gleicher Phase und Frequenz beschrieben werden [BS04]; zur Veranschaulichung dient Abbildung 2.2.

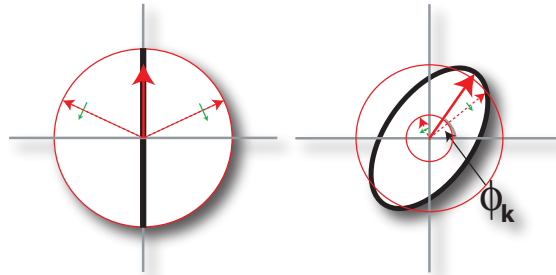


Abbildung 2.2: Linear polarisiertes Licht kann als Überlagerung von rechts- und linkszirkular polarisiertem Licht gleicher Frequenz und Phase beschrieben werden (links). Durch Absorption und Phasenverschiebung kommt es zu einer Drehung der Polarisationsachse und zur Elliptisierung (rechts). Die roten Kreise zeigen den Verlauf der einzelnen Vektoren und in schwarz ist die resultierende (z.B. die) zu den verschiedenen Zeitpunkten während eines Umlaufes beider Vektoren gezeigt.

Der magnetooptische Kerr effekt [Ker76] äußert sich in einer Drehung der Polarisationsrichtung eines linear polarisierten Lichtstrahls – in der Regel Laserlicht im sichtbaren Wellenlängenbereich von 550 nm bis 700 nm – und der Elliptisierung der elektromagnetischen Welle (siehe Abschnitt *Drehung und Elliptisierung*). Der MOKE dient in erster Linie zur Messung von Hysteresekurven. Es gibt im Wesentlichen zwei unterschiedliche Arten der Detektion der sogenannten Kerr-Drehung und der durch die Absorption verursachten Kerr-Elliptizität.

- *Dynamisch*: Messung mittels Lock-In-Technik und Detektion der Modulation der Polarisationsrichtung.
- *Statisch*: Messung in annähernder Auslöschung des Laserlichtes über zwei in der Polarisationsachse senkrecht zueinander stehende Polarisatoren.

In der Empfindlichkeit unterscheiden sich die beiden Messmethoden letztendlich nur durch einen Faktor zwei oder drei zugunsten des dynamischen, jedoch zeigen sie extrem unterschiedliche Empfindlichkeiten gegenüber Störeinflüssen und Fehlkonfiguration zugunsten des statischen (z.B. durch minimale Verkippung des Modulators).

Beide Varianten wurden in dieser Arbeit experimentell getestet. Da der statische Aufbau die besseren Ergebnisse erzielte, wurde dieser ausgewählt. In Kapitel 3.3.1 wird der Aufbau der statischen Messung genauer erläutert werden, während eine anschauliche physikalische Erklärung im Folgenden gegeben wird.

Es gibt drei verschiedene Geometrien zur Messung des MOKE. Diese werden in die verschiedenen Ausrichtungen des E-Feldes der elektromagnetischen Welle bezüglich der Magnetisierung unterteilt. Dargestellt ist dies in Abbildung 2.3.

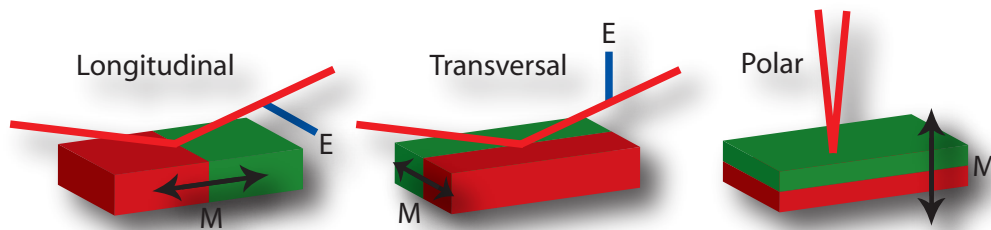


Abbildung 2.3: Die verschiedenen Messgeometrien des MOKE. Die longitudinale und transversale Messanordnung sind sensitiv auf die Magnetisierung in der Ebene, während die polare sensitiv auf die zur Probenebene senkrechte Komponente ist. In allen Fällen liegt die E-Feld-Komponente der elektromagnetischen Welle senkrecht zur Magnetisierung. Transversal und longitudinal unterscheiden sich darin, dass die Magnetisierung entweder parallel (longitudinal) oder senkrecht (transversal) zur Einfallsebene des Laserstrahls liegen.

Der in situ Aufbau dieser Arbeit erlaubt alle Messgeometrien, während der in situ Aufbau den transversalen Fall nicht zulässt.

Drehung und Elliptisierung beim magnetooptischen Kerr Effekt

Eine Kerrdrehung (**I**) findet in transparenten Stoffen statt, während eine zusätzliche Elliptisierung (**II**) – bedingt durch die unterschiedliche Absorption – nur bei absorbierenden Materialien existiert.

Zu (I): Die Kerrdrehung kann sehr anschaulich mit Hilfe der Lorentzkraft erklärt werden: Das Magnetfeld wird durch die inneren Felder der magnetisierten Probe hervorgerufen. Der elektrische Anteil der einfallenden Lichtwelle regt ein Elektron in der Probe zum Schwingen an, und je nach Bewegungsrichtung wird das Elektron in die eine oder andere Richtung abgelenkt. Die bewegte Ladung wiederum erzeugt eine elektromagnetische Welle, die in der Polarisationsachse im Vergleich zur einfallenden Welle gedreht ist. Dies

zeigt Abbildung 2.4. In der Linearkombination der verschiedenen zirkular polarisierten Wellen kommt es zu einer Phasendifferenz zwischen den Teilwellen.

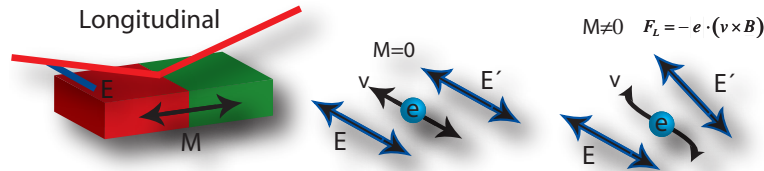


Abbildung 2.4: Die Grafik veranschaulicht die Drehung der Polarisationsachse durch eine Magnetisierung. Im longitudinalen Fall schwingt das Elektron in der Filmebene, angeregt durch das E-Feld der elektromagnetischen Welle. Bei $M = 0$ sind keine internen Felder vorhanden, und das Elektron bewegt sich mit einer Geschwindigkeit v in der Ebene. Bei vorhandenen internen Feldern wirkt zusätzlich die Lorentzkraft, so dass die Schwingungsrichtung des Elektrons beeinflusst wird, wodurch die Polarisationsachse gedreht wird (Die Länge und die einzelnen Richtungskomponenten der Pfeile und Vektoren in dieser Abbildung haben keine quantitative Bedeutung).

Zu (II): Eine atomistische Beschreibung des Auftretens der Kerr Elliptizität wird durch [BSC96] gegeben. In Abbildung 2.5 ist das dort beschriebene Absorptionsschema beim magnetooptischen Kerr Effekt dargestellt.

Es wird exemplarisch der Übergang eines Elektrons von einem d-Niveau zu einem p-Niveau in einem ferromagnetischen Volumenmaterial beschrieben. Die Auswahlregeln für elektromagnetische Dipolstrahlung lauten $\Delta s = 0$, da durch die elektromagnetische Welle kein Spin übertragen wird, $\Delta m_l \pm 1$ für den durch links- oder rechtszirkular polarisiertes Licht induzierten Übergang und $\Delta l = \pm 1$ wegen der Drehimpulserhaltung beim Übergang von $d \rightarrow p$.

Die Entartung zweier betrachteter d-Niveaus einer Spinsorte (in Abbildung 2.5 rot) wird durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung aufgehoben und für die energetisch verschiedenen Zustände ergeben sich unterschiedliche Auswahlregeln. Im Falle der verschiedenen Kopplungen $l+s$ und $l-s$ wird ein Elektron durch rechts- bzw. linkszirkular polarisiertes Licht in einen freien Zustand oberhalb der Fermienergie angehoben.

Für den anderen Spinkanal (grün) ergibt sich im Prinzip das gleiche Bild, in diesem Fall sind aber beide Zustände um den Beitrag der Austauschaufspaltung zur anderen Spinsorte verschoben. Rechts in der Grafik dargestellt ist das dazugehörige schematische Absorptionsspektrum. Beim MOKE wird bei einer konstanten Frequenz (durch den waagerechten roten Balken verdeutlicht) die unterschiedliche Absorption der Komponenten des linear polarisierten Lichtes gemessen [BSC96]. Würde die Spin-Bahn-Aufspaltung

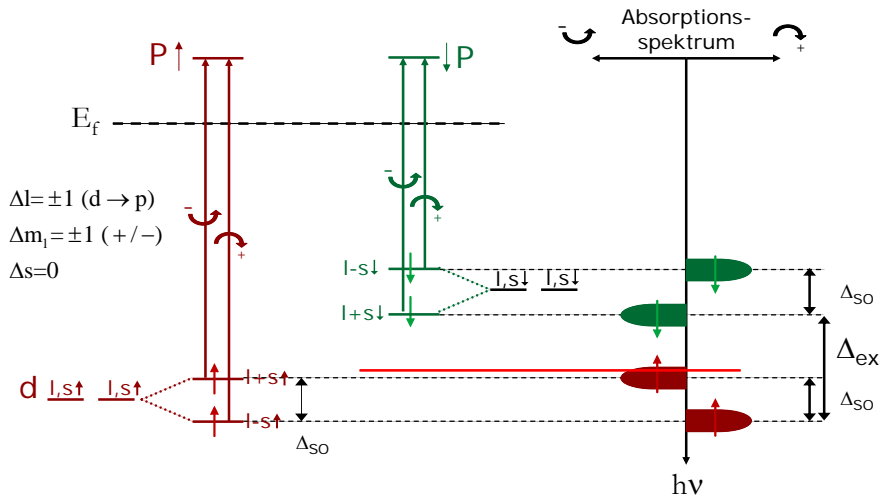


Abbildung 2.5: Die Absorption elektromagnetischer Strahlung bei einem Übergang von $d \rightarrow p$. Für ein Kerrsignal sind Austauschwechselwirkung und Spin-Bahn-Wechselwirkung notwendig. Die genaue Beschreibung findet im Text statt. Schema nach [BSC96].

Δ_{SO} verschwinden, gäbe es keinen Unterschied in der Absorption von rechts- bzw. linkszirkular polarisiertem Licht geben.

Ohne Austauschaufspaltung würden die hier rot und grün dargestellten Absorptionen übereinander liegen und zu keinem Kerr Effekt führen. Dass die aus dieser Beschreibung resultierende Intensität an der Photodiode proportional zur Magnetisierung ist, wird in [FD90] gezeigt.

2.3 $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ als Heusler-Legierung

Das System Fe_3Si ist eine binäre Heuslerlegierung in der kubischen $D0_3$ -Struktur [NBB83] wie sie in Abbildung 2.6 dargestellt ist. Diese Phase ist stabil bis zu einer Temperatur von 1500 K [Mas87].

Heuslerlegierungen sind Verbindungen aus meist drei Elementen X, Y und Z, von denen X und Y ferromagnetische Übergangsmetalle sind und Z ein nicht ferromagnetisches Element der Gruppe II-V. Man unterscheidet zwischen vollständigen Heusler-Legierungen und Halb-Heusler-Legierungen, die sich durch die verallgemeinerte chemische Formel X_2YZ bzw. XYZ und die Kristallstruktur unterscheiden. Vollständige Heusler-Legierungen sind theoretisch 100% spinpolarisiert. Man beobachtet für die eine Spinorientierung ein isolierendes Verhalten, während man für die andere ein metallisches sieht. Als ein Beispiel hierfür wird Co_2MnSi theoretisch vorhergesagt [IMFA98] [GB86].

Der experimentell gemessene Maximalwert liegt bei $P = 58\%$ bei Heliumtemperaturen (Maximalwert für ferromagnetisches Halbmetall CrO_2 : $P = 90\%$)[SBO⁺98].

Im Gegensatz zu diesem Beispiel ist die in dieser Arbeit untersuchte Probe eine binäre Legierung mit der chemischen Formel X_2XZ [hier: $\text{Fe}(\text{A,B})_2\text{Fe}(\text{C})\text{Si}$] und einer Spinpolarisation von 43 % [NBB83] [Nak88]. Alle Atome der Fe_3Si -Struktur sind auf kubisch-flächenzentrierten Untergittern angeordnet. Die Fe(A) und Fe(B) Atome sitzen auf gleichwertigen Gitterplätzen mit gleicher Koordinationszahl in einer lokalen fcc-Struktur, während die Fe(C)-Atome sich in einer lokalen bcc-Umgebung befinden. Die magnetischen Momente unterscheiden sich mit Fe(A,B) ($1,35\mu_B$) und Fe(C) ($2,2\mu_B$), wie es in [IVT⁺05] und [NBB83] gezeigt ist. Die Curie-Temperatur liegt bei 1120 K [ITG⁺05].

Abbildung 2.6 illustriert diese Struktur: Die einzelnen fcc-Gitter sind lediglich um Vielfache der Gitterkonstanten a verschoben. Die Koordinatenplätze der Atome sind der Auffistung zu entnehmen.

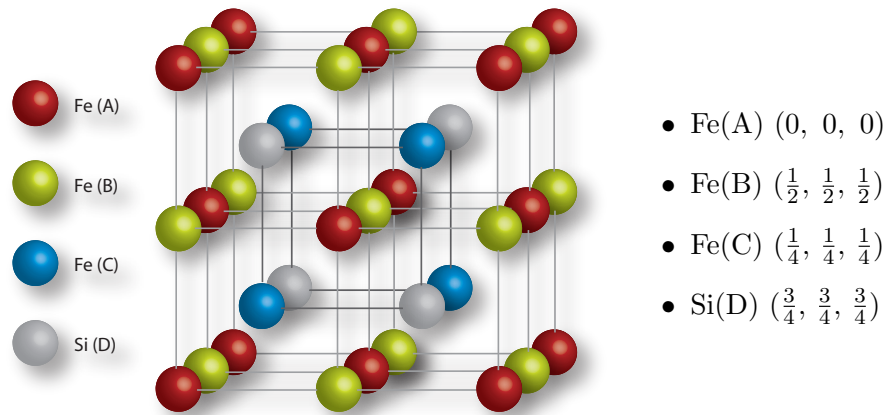


Abbildung 2.6: Die $D0_3$ -Kristallstruktur von Fe_3Si . Zu sehen sind vier ineinander verschichtete fcc-Strukturen von Eisen und Silizium. Fe(A) und Fe(B) befinden sich auf gleichwertigen Gitterplätzen mit gleicher Koordinationszahl.

Mit einer Gitterkonstanten für Fe_3Si von $5,67 \text{ \AA}$ bzw. MgO von $4,23 \text{ \AA}$ ist die Gitterfehlanpassung sehr groß. Durch eine Drehung des Fe_3Si -Gitters um 45° wird diese auf 5,5 % reduziert [Boz51] [Han58]. Somit sollte es zu einer Verzerrung kommen können, die sich durch einen uniaxialen Anisotropiebeitrag $K_{2\perp}$ äußern kann, wie er durch [San04] beschrieben wird. Die Verzerrungen in der Ebene würden sich aufgrund der kubischen Kristallstruktur stets biaxial verhalten und keine uniaxiale Anisotropie $K_{2\parallel}$ verursachen.

Die in dieser Arbeit verwendeten Proben enthalten eine zur Mössbauerspektroskopie notwendige Fe_{57} -Detektorschicht. Die Ergebnisse diesbezüglicher Arbeiten werden in der Diplomarbeit von N. Utochkina beschrieben.

2.4 Co/GaAs(001)

Kobalt ist im isotropen Festkörper (bulk) ein harter Ferromagnet, der bei Normaldruck und Zimmertemperatur stabil in der hcp-Phase vorliegt. Diese Struktur – und die später erwähnten – sind in Abbildung 2.7 dargestellt. Bei einer Temperatur von 700 K findet eine strukturelle Phasenumwandlung in die fcc-Struktur statt [Pri85]. Beide genannten Phasen sind ferromagnetisch, und es wurde bereits gezeigt, dass eine weitere Phase bcc-Co – bei dünnen Schichten – stabilisiert werden kann [Pri85] [MTG⁺04]. In den zitierten Arbeiten wurde ebenfalls gezeigt, dass auch diese Phase ferromagnetisch ist. Theoretisch berechnet wurde dies durch [MMSM86] für Eisen, Kobalt und Nickel, wobei bei letzterem auch eine nicht-ferromagnetische bcc-Phase existiert.

Die Arbeit von [Pri85] sagt aus, dass bcc-Kobalt sogar bis zu einer Schichtdicke von 357 Å in eine metastabile Phase gebracht werden kann. Anschließende Kalkulationen von [LS93] zeigten jedoch, dass diese Phase bei der genannten Schichtdicke nur durch Verunreinigungen und / oder Verzerrungen des Kristallgitters als Grenzflächeneffekt verursacht werden kann. Zur Klärung dieser Diskrepanz wird im Folgenden das Wachstum von Kobalt auf Galliumarsenid kurz diskutiert.

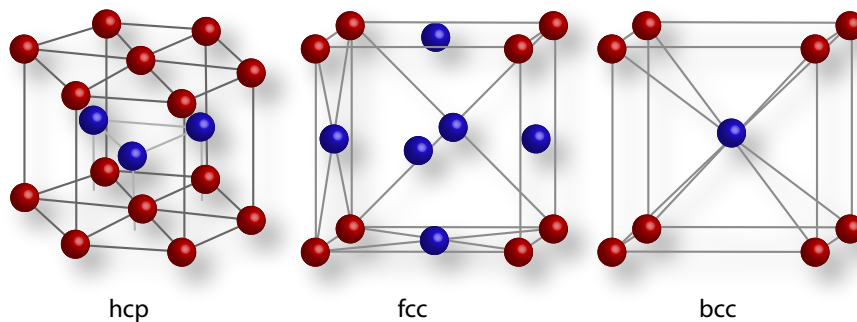


Abbildung 2.7: hcp-, fcc und bcc-Strukturen. Kobalt ist bei Raumtemperatur stabil in der hcp-Phase, ab 700 K in der fcc- und kann bei dünnen Schichten in der bcc-Phase gehalten werden (Die verschiedenen Farben sind ausschließlich zur Übersichtlichkeit gewählt und haben keine weitere Bedeutung).

Wachstum von Co/GaAs(001)

Lüdge et. al. [LSV⁺02] haben das Wachstum von Kobalt auf Galliumarsenid untersucht. Aufgedampft wurden Co-Schichten auf eine arsenreiche 4x4 Rekonstruktion. Dabei wurde beobachtet, dass es bei verschiedenen Substrattemperaturen zwischen 263 K und 500 K immer zu Inselwachstum kommt. Dabei erreicht die Oberflächenrauigkeit einen Wert von maximal drei bis vier atomaren Monolagen, wobei die Inselgröße aber mit steigender Temperatur wächst. Die Rauigkeit dieser Inseln ist für höhere Substrattemperaturen auf 2 – 3 ML gesenkt. Bei einer Temperatur von 500 K kommt es jedoch zu unerwünschten Reaktionen zwischen Galliumarsenid und Kobalt.

Die in [LSV⁺02] gezeigten Ergebnisse sind konsistent mit der Bildung von bcc-Kobalt ab einer Schichtdicke von sechs Monolagenäquivalenten³. Ebenfalls zeigen Lüdge et. al., dass es zu Diffusion des Arsens an die Oberfläche kommt.

Bezüglich Struktur und Magnetismus wurden von [WDJ⁺98] Untersuchungen epitaktischer Filme mittels RHEED (Reflection High Electron Energy Diffraction) und MOKE durchgeführt. Diese zeigen, dass bcc-Kobalt bis zu einer Dicke von 2 nm epitaktisch wächst. Über diese Schichtdicke hinaus werden zusätzliche hcp-Eigenschaften beobachtet, die ab einer Dicke von 6 nm dominierend sind. Die RHEED-Aufnahmen zeigen jedoch, dass nicht eine einzelne hcp-Struktur existiert, sondern dass es eine zweidomänige Überlagerung von hcp-Strukturen gibt. Diese existieren nur, wenn es eine anfängliche bcc-Phase gegeben hat.

Die Gitterkonstante von bcc-Kobalt wurde von [EG41] aus Messungen an Eisen-Kobalt-Legierungen auf 2,819 Å extrapoliert und stimmt mit den Werten von 2,827 Å aus der Röntgendiffraktometrie [Pri85], 2,82 Å aus RHEED-Messungen [IEJP89] und aus Ab-Initio-Berechnungen mittels lokaler Spin-Dichte-Funktional-Theorie [GW00] weitgehend überein⁴. Der Mittelwert ergibt sich zu rund 2,82 Å.

Für die Gitterkonstante von Galliumarsenid wurde der Wert 5,6533 Å in [DWMS75] angegeben, weitere diverse Eigenschaften finden sich im Reviewpaper [Ada85].

Genau wie beim viel untersuchten Eisen auf Galliumarsenid (eine Zusammenfassung findet sich in [WB05]) ist die Gitterkonstante des epitaktisch zu wachsenden Materials in etwa die Hälfte der des Substrates. Die Abweichung beträgt für Eisen mit 1,4275 Å etwa +1% [WB05]. Für Kobalt beträgt die Abweichung zum oben genannten Mittelwert lediglich –0,2%, so dass ein gutes epitaktisches Wachstum zu erwarten ist, wenn Kobalt in der bcc-Phase auf dem Substrat stabilisiert werden kann.

³In der Veröffentlichung wird von Monolagen gesprochen, jedoch wird davon ausgegangen, dass es sich um Monolagenäquivalente handelt. Im folgenden wird dies allgemein als ML bezeichnet.

⁴Die Fehlerbalken lagen bei etwa 0,01 Å

3 Experimentelles

3.1 Die Ultrahochvakuum-Anlage

Die Ultrahochvakuum-Anlage ist eine Anfertigung speziell für in situ MOKE- und FMR-Messungen. Die Hauptkammer besteht aus einer Edelstahlkugel mit Radius 150 mm. Von ihr gehen diverse Rohre und Flansche zu Pump- und Analysesystemen ab. Sämtliche Geräte sind stets auf das Zentrum der Kammer ausgerichtet, in der Präparation und Analyse stattfinden. Abbildung 3.1 zeigt die Außenansicht der UHV-Kammer schematisch.

In der Abbildung nur angedeutet ist der Manipulator (M). Dieser erlaubt die Positionierung vertikal (0 – 800 mm) und in der Ebene (x,y jeweils 0 – 50 mm). Der lange vertikale Weg ist für die Messungen der FMR nötig. Der untere Teil des Probenhalters kann dadurch in den Glasfinger gefahren werden, um den ein normalleitenden Magnet mit Feldern bis zu 1,5 T gefahren werden kann. Die Steuerung des Manipulators wurde während der vorliegenden Arbeit über zwei Trinamic™ PANDrive 110-42 Schrittmotoren in z und ϕ^1 realisiert. Die benötigte Software zur gezielten Ansteuerung einzelner Positionen wurde während dieser Arbeit erstellt. Ein Screenshot dazu befindet sich im Anhang B.

Als Pumpsystem dient eine Leybold™ Turbovac 361 Turbomolekularpumpe mit vorgeschalteter Drehschieberpumpe Leybold™ Trivac D 16 B, welche im Rahmen dieser Diplomarbeit installiert wurden. Zusätzlich befindet sich parallel dazu angeschlossen eine Ionen-Getter-Pumpe Varian™ VacIon Plus 300 sowie eine Varian™ Titan-Sublimations-Pumpe, die in der Ionen-Getter-Pumpe in einer Kühlfalle eingebaut ist. Diese Kombination erlaubt einen Basisdruck von derzeit $\leq 7,5 \cdot 10^{-11}$ mbar. Mit dem Varian™ UHV-24-Ion Gauge wird der Druck im Bereich zwischen Hauptkammer und Turbomolekularpumpe bestimmt.

Zur Restgasanalyse ist ein Quadrupol-Massenspektrometer VGQ der Firma Thermo-Onix™ zwischen Hauptkammer und Manipulator eingebaut, der Übersichtlichkeit halber aber in der Skizze 3.1 nicht gezeigt.

Die ultradünnen Schichten werden durch einen Oxford Scientific™ OS-Vap-4p Vierfachverdampfer aufgebracht. Der Elektronenstrahlverdampfer ist mit Eisen, Kobalt, Silber und Platin bestückt. Das gleichmäßige Aufdampfen wird durch eine Tectra™ Quarzwaage und durch die Messung des Ionenflusses am Verdampfer kontrolliert. Die Quarz-

¹Im Bezugssystem der UHV-Kammer ϕ , bezüglich des Probensystems θ

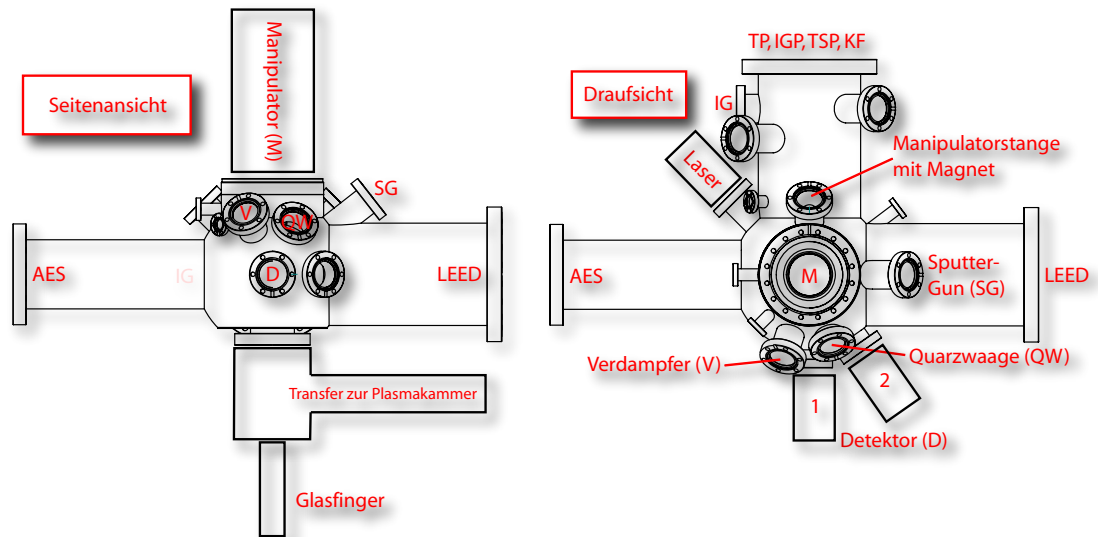


Abbildung 3.1: Schematische Seiten- und Draufsicht der UHV-Kammer. Im linken Bild ist der Blick direkt auf den Photodetektor (D) für die Messung des MOKE gezeigt. Links und rechts von der Kugelkammer sind das AES bzw. das LEED. Oberhalb des Detektors befinden sich Verdampfer (V) und Quarzwaage (QW). Die Probe kann mit Hilfe des Manipulators (M) verfahren werden. Alle Messgeräte sind auf das Zentrum der Kugelkammer ausgerichtet. In der rechts gezeigten Draufsicht sieht man zusätzlich den Anschluss zum Pumpsystem mit Turbomolekularpumpe (TP), Ionen-Getter-Pumpe (IGP), Titan-Sublimation-Pumpe (TSP) und Kühlfalle (KF). Der Laser wird an der Probe, die sich im Zentrum der Kugelkammer befindet, reflektiert und kann an Position 1 oder 2 detektiert werden.

waage befindet sich im gleichen Abstand zum Verdampfer wie die Probe selbst – dadurch wird der Toolingfaktor nahezu 1.

Eine Tectra Sputtergun erlaubt das Reinigen der Substrate mit Hilfe von Argonionen, die mit 0,5kV bis 5kV auf das Substrat beschleunigt werden. Die strukturellen Qualitäten werden durch ein *low energy Electron diffraction*²-System von Specs untersucht, dass sich der genannten Skizze rechts befindet. Gegenüber befindet sich das Auger-Spektrometer (AES), durch das die chemische Zusammensetzung der Proben und Substrate bestimmt werden kann.

Unterhalb der Kugelkammer befindet sich der Ansatz zu einer Plasmakammer, in der Proben oxidiert und reduziert werden können.

3.2 Chemische Analyse: Auger-Elektronen Spektroskopie (AES)

Zur Bestimmung der chemischen Zusammensetzung bzw. Reinheit des aufgedampften Filmes und des Substrates wurde ein Staub InstrumentsTM DESA 100 Augerspektrometer verwendet. Die grundlegende Funktionsweise wird im Folgenden kurz erläutert.

Der ausgenutzte physikalische Vorgang ist der Augerprozess, der in Abbildung 3.2 dargestellt ist. Die Grafik wurde [Keb06] entnommen und lediglich die Beschriftung wurde in das Deutsche übersetzt.

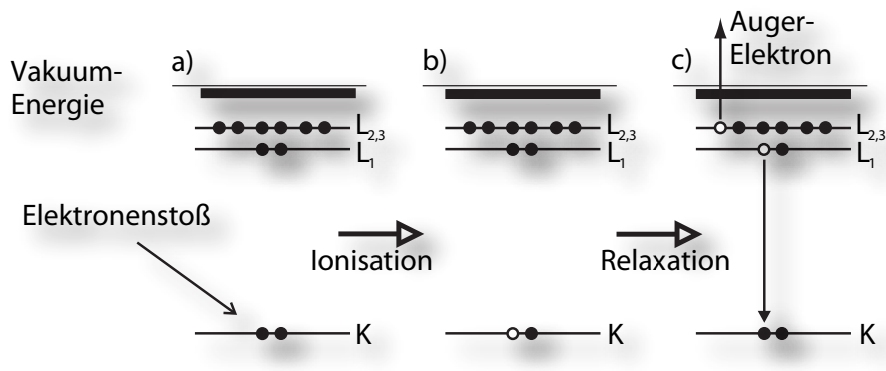


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Augerprozesses am Beispiel des KLL Übergangs. a) Stoß durch ein 3 – 5 keV-Elektron. b) Entstehung eines unbesetzten Zustandes und anschließende Relaxation c) mit Emission eines Augerelektrons. Quelle: [Keb06]

²niederenergetische Elektronenbeugung

Die Vorgänge werden exemplarisch am Übergang KLL erläutert. Ein mit 3 keV beschleunigtes Elektron trifft auf ein Elektron der K-Schale und stößt dieses ins Vakuum [s. Abb. 3.2 a)]. Die entstandene Lücke [s. Abb. 3.2 b)] wird durch ein Elektron der L₁-Schale aufgefüllt [s. Abb.3.2 c)]. Die hierbei freiwerdende Energie wird an ein Elektron der L₂- oder L₃-Schale übertragen und das Elektron ebenfalls ins Vakuum befördert. Das Elektron besitzt nun eine kinetische Energie, die für den entsprechenden Übergang elementspezifisch ist.

Entsprechend wird im Experiment ein auf ca. 1 mm Durchmesser fokussierter Elektronenstrahl auf die Probe gerichtet. Die Energie dieser Elektronen kann zwischen 0 keV und 7 keV eingestellt werden. Der Probenstrom ist zur Vermeidung von Kohlenstoffansammlungen (aus Zersetzungsprodukten der Restgase), die sich auf der Probe ablagern, möglichst im Bereich von wenigen nA einzustellen.

Die emittierten Augerelektronen werden spektroskopiert. Man erhält ein Spektrum, in dem die Anzahl detektierter Elektronen über der kinetischen Energie aufgetragen ist. Entsprechend den erwarteten Übergängen werden bei ausgezeichneten Energien mehr Elektronen emittiert als bei anderen. Ein typisches Spektrum von sauberem Galliumarsenid zeigt Abbildung 4.9.

Durch die Verwendung von Elektronen einer Energie von 3 keV ist die Untersuchungsmethode äußerst oberflächensensitiv. Dies liegt an der geringen mittleren freien Weglänge von etwa 5 – 50 Å bei einer kinetischen Energie der Elektronen von 1 – 5 keV. Das Minimum der mittleren freien Weglänge liegt bei ca. 50 eV, wie es in Abbildung 3.3 gezeigt ist. Die in der Regel niederenergetischeren Augerelektronen haben eine ebenfalls geringe mittlere freie Weglänge, so dass ein weiterer Faktor zu Oberflächensensitivität hinzukommt.

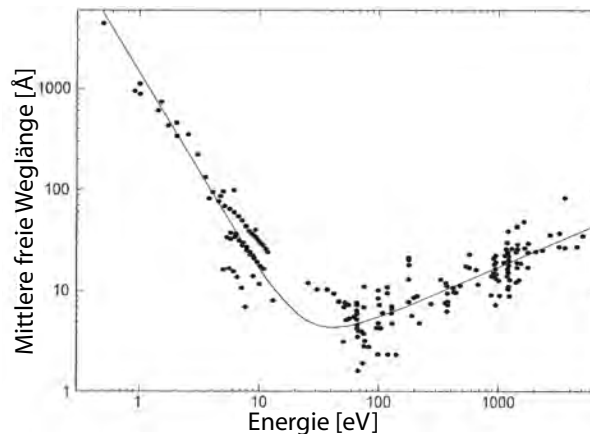


Abbildung 3.3: Mittlere freie Weglänge der Elektronen in Abhängigkeit von der Energie. Wechselwirkung mit der Materie findet im Wesentlichen bei der Energie von ca. 50 eV statt. Der Graph wurde [OLS⁺03] entnommen.

3.3 Versuchsaufbau des magnetooptischen Kerreffektes

3.3.1 Allgemeiner Aufbau

In Abbildung 3.4 ist zunächst der schematische Aufbau gezeigt, der sich auf einem Breadboard der Firma Linos PhotonicsTM befindet. Das Breadboard ist ein sehr stabiles Lochrasterbrett aus Edelstahl mit Wabenkern, das auf Luftpolsterfolie gesetzt wurde, um den Aufbau mit geringem Aufwand von äußeren Schwingungen zu entkoppeln.

Als Lichtquelle (Q) dient ein intensitätsstabilisierter Diodenlaser DLS 15-675-3-mod von Linos PhotonicsTM der Wellenlänge $\lambda = 675 \text{ nm}$ und einer Leistung von maximal 3 mW. Die Intensität kann mit Hilfe eines Graukeils (G) variiert werden. Der leicht divergente Laserstrahl wird über eine Linse (L_1) mit der Brennweite 200 mm auf die Probe fokussiert und die Streustrahlung wird durch die Irisblende (I) vermindert. Der natürliche Polarisationsgrad des Lasers reicht für die hier betrachtete Messmethode nicht aus. Aus diesem Grund wird ein Glan-Thompson-Prisma (P, genauere Beschreibung siehe unten) in den Strahlengang eingefügt, das über eine Mikrometerschraube in der Polarisationsachse gedreht werden kann. Man erreicht so ein Auslöschungsverhältnis von $1 \cdot 10^{-6}$ für linear-polarisiertes Licht im sichtbaren Wellenlängenbereich. Der Polarisator muss an letzter Stelle vor der Probe in den Strahlengang gebracht werden, um etwaige Änderungen der Polarisation durch Linsen oder andere optische Komponenten zu minimieren.

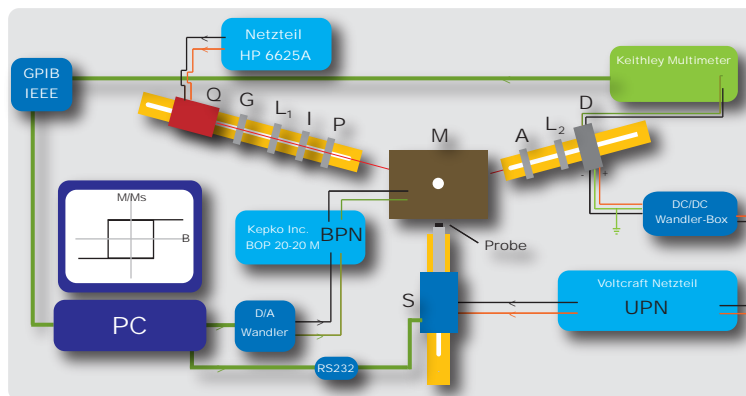


Abbildung 3.4: Aufbauskinne zur Messung des magnetooptischen Kerreffektes. Dicke grüne Linien bedeuten digitale Daten. Schwarz-rote Verbindungen sind Spannungsversorgungen; dünne schwarz-grüne Leitungen sind analoge Signale. Gezeigt sind Laser (Q), Graukeil (G), Linsen (L), Irisblende (I), Polarisator (P), Magnet (M), Analysator (A), Detektor (D), Schrittmotor (S), uni- (UPN) und bipolares (BPN) Netzteil sowie weitere Messtechnik.

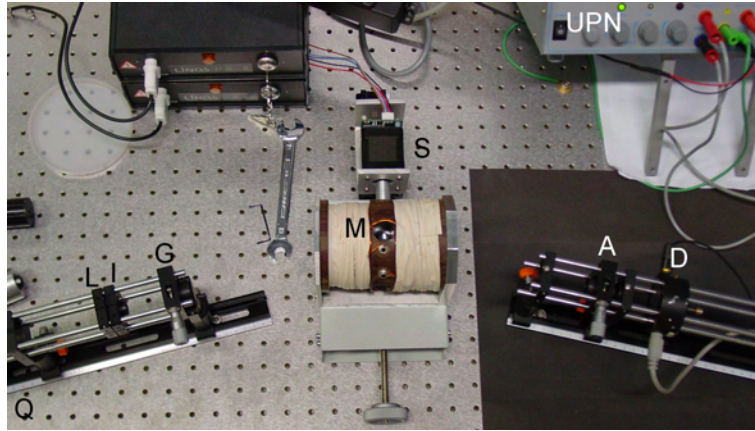


Abbildung 3.5: Aufbau zur Messung des magnetooptischen Kerreffektes. Gezeigt sind Laser (Q), Graukeil (G), Linsen (L), Irisblende (I), Polarisator (P), Magnet (M), Analysator (A), Detektor (D), Schrittmotor (S) und das unipolare Netzteil. Weitere Messtechnik ist in Bild B.3 zu sehen.

Der stark polarisierte und fokussierte Strahl trifft nun im flachen Winkel auf die zu untersuchende Probe, die sich in dem vom Elektromagneten (M) erzeugten Feld befindet. Nach der Reflektion trifft das Licht auf einen Polarisator, der hier die Aufgabe eines Analysators (A) übernimmt. Er wird wie der Polarisator mit einer Mikrometerschraube gedreht. Die Durchlassrichtung der Polarisation steht senkrecht zu der des Polarisators vor der Probe, so dass im Normalfall keine Intensität am Photodetektor (D) ankommt, auf den der Laserstrahl über die Linse der Brennweite 30 mm (L_2) fokussiert wird.

Der Intensitätsmesser ist eine im Rahmen der Dissertation von T. Kebe [Keb06] konstruierter Detektor mit sehr hoher Empfindlichkeit und thermischer Messstabilität. Das verwendete Modul Burr-BrownTM OPT211 besteht aus einer Photodiode mit eingebautem Verstärker und Linearisator, so dass eine gut messbare, und zur Lichtintensität lineare Spannung zwischen 0 V und 15 V gegeben ist.

Für die ex situ Messung wird die Probe mittels Vakuumpfet auf der Stirn eines Aluminiumstabes befestigt. Dieser ist auf der Welle eines Schrittmotors (S) TrinamicTM PANDrive-110-42 gesteckt, so dass die Probe in Winkelschritten von $\frac{2\pi}{12800}$ in der Ebene gedreht werden kann.

Motor und Photodiode werden über ein unipolares VoltcraftTM 2403 Pro Netzteil (UPN) mit Strom versorgt. Um 50 Hz Rauschen und andere Störungen an der Photodiode zu beseitigen und die Spannung zu symmetrisieren, wurde eine Spannungswandlerbox (B) angefertigt. In dieser befindet sich ein DC/DC Spannungswandler Traco PowerTM TEN 4-2423, der aus einer beliebigen Eingangsspannung zwischen 9 V und 35 V eine konstante, symmetrische Ausgangsspannung von ± 15 V liefert. Der positive und negati-

ve Ausgangskontakt wurden jeweils mit Kondensatoren von $10\ \mu\text{F}$ und $100\ \mu\text{F}$ kurzgeschlossen, um bautechnische Spannungsschwankungen auszugleichen.

Es wurde erreicht, dass die Spannung bei Intensität Null³ den Messwert $0,68\ \text{mV}$ bei einem Rauschen von $0,45\ \text{mV}$ zeigt. Typische Messungen wurden bei $1\ \text{V}$ Messsignal durchgeführt, so dass die Spannung bei Nullintensität vernachlässigt werden kann.

Die Intensitätsschwankungen durch Vibrationen der Probe sind demnach mit einer Modulation des Ausgangssignals von bis zu $15\ \text{mV}$ der entscheidende Störfaktor im prinzipiellen Messaufbau.

Die Ausgangsspannung der Photodiode wird mit einem KeithleyTM Modell 2000 gemessen und digital über eine IEEE / GPIB Schnittstelle zum PC übertragen. Der PC übernimmt ebenfalls die Steuerung des Magnetfeldes. Eine 16 bit D/A Wandlerkarte gibt eine Steuerspannung an das Kepko Inc.TM BOP 20-20M. Das bipolare Netzteil (BPN) regelt dazu proportional einen Strom zwischen $\pm 20\ \text{A}$ bei $\pm 20\ \text{V}$, der das Feld durch die Magnetspule (M) erzeugt.

Die erreichte Feldauflösung errechnet sich wie folgt: $\pm 20\ \text{V} / 2^{16} = 0,3\ \text{mV}$; $1\ \text{V}$ Steuerspannung entspricht $16,9\ \text{mT}$. Es resultiert eine Schrittweite von $0,1\ \text{Gauss}$ bzw. $0,01\ \text{mT}$. Durch Umstellen des D/A-Wandlers auf eine Ausgangsspannung $\pm 5\ \text{V}$ kann die Auflösung verdoppelt werden.

Glan-Thompson-Prisma

Ein Glan-Thompson-Prisma besteht aus zwei Kalkspatkeilen, die jeweils doppelbrechend sind. Ist die Einfallsebene des Lichtstrahls nicht parallel zur optischen Achse, teilt sich der Strahl in einen ordentlichen und einen außerordentlichen, da unterschiedliche Brechungsindizes n_o und n_e für waagrecht und senkrecht polarisiertes Licht existieren.

Die beiden Keile sind mit Kanadabalsam mit einem Brechungsindex von $n = 1,54$ verklebt. Dieser Wert liegt zwischen dem von n_o und n_e , so dass ein waagrecht polarisierter Teilstrahl totalreflektiert wird, und der senkrecht polarisierte ungehindert durch das Prisma durchdringt. Die Abbildung 3.6 zeigt das Glan-Thompson-Prisma im Schema nach [Wal89]. Die oberen und unteren Ränder sind schwarz gehalten, so dass die Wände des Prismas absorbieren und kein Licht ungewollt reflektiert wird.

3.3.2 Aufbau im Ultrahochvakuum

Der prinzipielle Aufbau im Ultrahochvakuum unterscheidet sich nicht vom ex situ Aufbau. Durch den Bau eines fahrbaren Computers mit 19 Zoll-Rack sind die verwendeten Netzteile etc. die selben, lediglich der Magnet unterscheidet sich. Dieser wird in Kapitel 3.3.2.1 beschrieben. Ein Blick in die UHV-Kammer bei entferntem LEED (zur Orientierung kann Grafik 3.1 herangezogen werden) zeigt Abbildung 3.7. Der schematische

³Die Photodiode wurde mit schwarzer Pappe zugedeckt und unter einen Karton gelegt

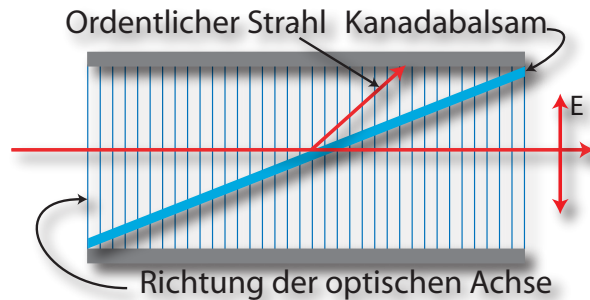


Abbildung 3.6: Schematisches Bild eines Glan-Thompson-Prismas. Die beiden Keile bestehen aus Kalkspat, der mit einer Schicht aus Kanadabalsam zusammengeklebt ist, dessen Brechungsindex von 1,54 genau zwischen dem des ordentlichen und außerordentlichen von Kalkspat liegt.

Aufbau ist in der selben Skizze rechts als Draufsicht gezeigt. Es gibt zwei Detektorpositionen. Die Ausrichtung des Magneten ist auf Position 2 optimiert. Da in dieser Position das Substrathalteblech (Vgl. 3.3.2.2) stört, wurden die Messungen in Position 1 mit entsprechend angepasstem Probenwinkel durchgeführt. Das Magnetfeld ist dadurch leider nicht parallel zur in-plane Richtung (in der Ebene) der Substrate, sondern um $17,5^\circ$ verkippt. Da bei dünnen Schichten die out-of-plane Anisotropie (aus der Ebene) deutlich größer als die in-plane Anisotropie ist, spielt dies im betrachteten Magnetfeldbereich eine sehr kleine Rolle. Die Verkipfung könnte sich dadurch äußern, dass die Probe nicht im erwarteten Feldbereich sättigt, da die Magnetisierung leicht aus der Ebene herausgebracht wird.

Zur Verminderung von Vibrationen während der Messungen wurden an den Fensterflanschen, durch die der Laserstrahl ein- bzw. austritt, massive Aluminiumtische befestigt. Diese wurden fest an der UHV-Kammer verschraubt, so dass die Messapparatur bei Erschütterungen der UHV-Kammer mitschwingt.

Die Vibrationen wurden damit auf die Bewegung der Probe relativ zur UHV-Kammer vermindert. Das optische System kann in die ausgefrästen Vertiefungen eingesetzt werden und zusätzlich von unten festgeschraubt werden. Die Konstruktion für den Detektor ist in Abbildung 3.8 gezeigt.

3.3.2.1 Magnet im Ultrahochvakuum

Das magnetische Feld in einem Induktionsspalt nimmt mit der reziproken zweiten Potenz des Abstandes der Polschuhe ab. An der für die MOKE-Messung vorgesehenen Stelle beträgt der Durchmesser der Kammer 310 mm, zusätzlich sind dort diverse UHV-Geräte störend. Außerdem müsste der Laserstrahl durch ein Fenster treten, an dem ebenfalls ein Magnetfeld anliegt. Der Faraday-Effekt wäre hierbei deutlich größer als die durch

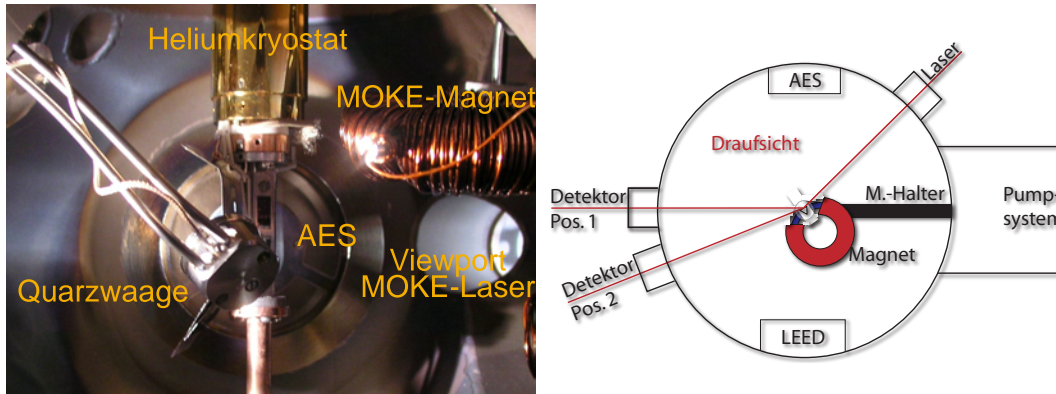


Abbildung 3.7: Links: Blick in die UHV-Kammer bei entferntem LEED. Während der MOKE-Messung wird der Magnet in die Mitte der Kammer gefahren, so dass die Probe in den Induktionsspalt gebracht werden kann. Die Anordnung während der Messung ist rechts schematisch als Draufsicht gezeigt.

die Probe verursachte Kerrrotation und müsste im Anschluss an jede Messung subtrahiert werden⁴. Dabei kann es zu Verzerrungen der Hysteresekurve kommen. Aus diesen Gründen wurde ein Magnet für das Ultrahochvakuum konstruiert.

Der ringförmige Magnet besteht aus einem Kern Permenorm 5000 V5 ($\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$) der Firma VacuumschmelzeTM, und wurde durch den Mechaniker der Arbeitsgruppe aus einer Platte geschnitten und in Form gebracht. Der äußere Ringdurchmesser beträgt 72,5 mm, bei einem quadratischen Querschnitt von 11 mm mit abgeschrägten Kanten. Zur Übersicht dient Abbildung 3.9.

Ein Induktionsspalt von 12 mm dient als Messstelle. In eines der drei zur späteren Befestigung angeschraubten Röhrchen wurde ein K-Typ Thermoelement eingeführt, um die Temperatur während der Messvorgänge zu überprüfen. Insbesondere im Vakuum ist dies notwendig, da hier die Temperatur einzelner Bauteile entscheidend den Druck verschlechtern kann.

Der Magnetkern wurde in einem noch kalten Ofen gelegt, und dann bei einer Temperatur von 1420 K ausgeglüht. Nach vier Stunden bei Maximaltemperatur wurde der Ofen abgeschaltet und erst bei ca. 400 K der Magnetkern herausgeholt. Um bestmögliche Ergebnisse zu erzielen, sollte die Prozedur unter Wasserstoffatmosphäre gemacht werden. Da diese nicht zur Verfügung stand und hier die Oberfläche gering zum Volumen ist, wurde ein spezieller, luftdichter Glühofenbeutel der Abteilung Werkstofftechnik

⁴Bei der Messung der Elliptizität würde dieses Problem nicht auftreten, da diese nur bei absorbierenden Materialien auftritt. Das benötigte Magnetfeld könne jedoch dennoch nicht erreicht werden und eine Messung im FMR-Glasfänger war zu Beginn dieser Arbeit nicht möglich.

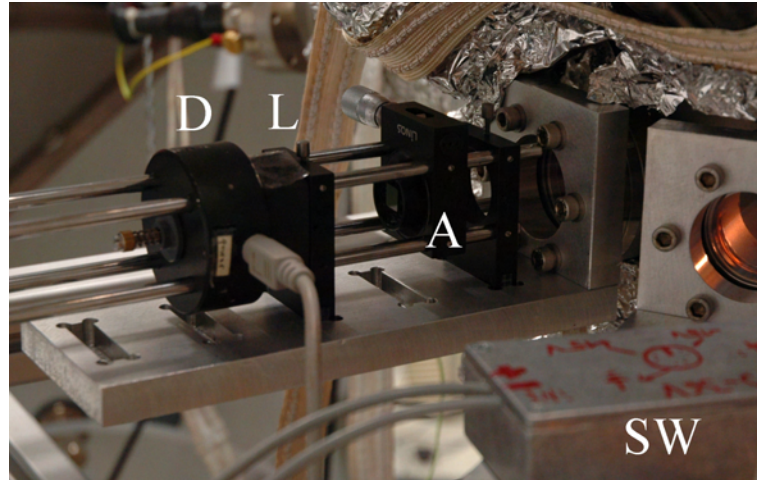


Abbildung 3.8: Die Befestigungsmöglichkeit der optischen Komponenten der in situ Messung. Laser und Detektor sind fest mit der UHV-Kammer verbunden, so dass nur die Vibrationen der Probe relativ zur UHV-Kammer störend wirken. Zu sehen ist die Photodiode (D), Linse (L), Analysator (A) und der DC/DC Spannungswandler.

verwendet, um Oxidation zu vermeiden. Durch den Glühvorgang erhält der Magnet eine Kristallstruktur, die eine sehr geringe Remanenz aufweist.

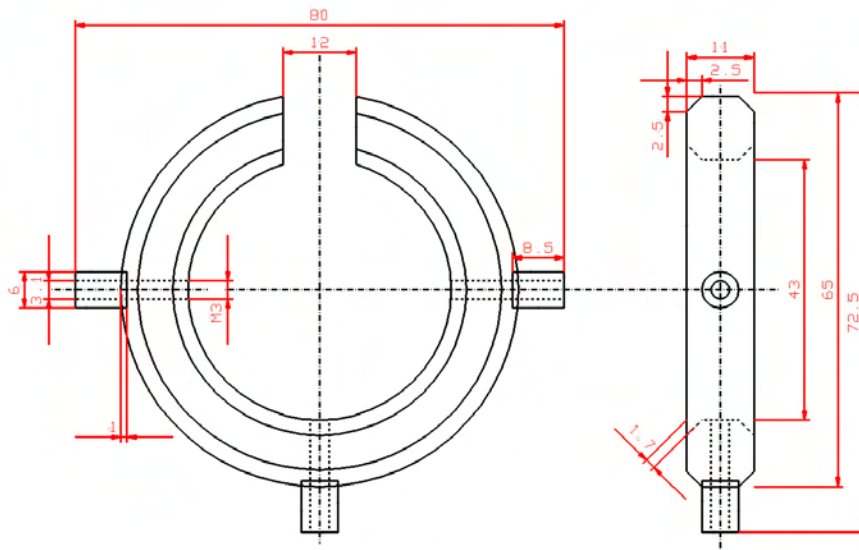
Es wurden ca. 12 m bzw. 200 Windungen Capton®-isolierter Cu-Draht (Durchmesser: 1,7 mm) zur Magnetisierung um den Kern gewickelt, wobei zum Schutze vor Beschädigung der Kern in einen Teflonschrumpfschlauch gebracht wurde.

Im anschließenden Versuch mittels Group3™ DTM-151 Teslameter wurde die Remanenz bestimmt. Nach maximalem Feld von 140 mT ergab sich ein Wert von 0,1 mT bis maximal 0,2 mT. Das Streufeld des magnetischen Tisches, auf dem die Messung durchgeführt wurde, störte jedoch die Messung, so dass der zu erwartende Remanenzwert eher niedriger ist.

Die Kalibrierkurve mit Vergrößerung für den Remanenzwert ist in Abbildung 3.10 gezeigt.

3.3.2.2 Probenhalter

Für die MOKE-Messungen musste ein spezieller Probenhalter konstruiert werden. Zum einen mussten mindestens drei Substrate montiert werden können, damit entlang der verschiedenen kristallografischen Achsen gemessen werden kann, zum anderen sollten möglichst mehrere Proben für ex situ Messungen herausgeholt werden können. Die Proben werden später zu epitaktisch gewachsenen Nanoleiterbahnen strukturiert und auf



Permenorm 5000 V5

Abbildung 3.9: Skizze des im Rahmen dieser Diplomarbeit angefertigten $\text{Ni}_{50}\text{Fe}_{50}$ in situ Ringmagneten mit Induktionsspalt.

ihren Magnetowiderstand untersucht. Es musste möglich sein, dass der Probenhalter zur FMR-Messung unterhalb des MOKE Bereiches angesetzt werden kann. Eine Heizung bis 900 K sollte parallel zum Sputterprozess betrieben werden können.

Bei der Verwendung einer Elektronenstoßheizung würde die nötige Hochspannung, je nachdem ob positives oder negatives Potenzial auf Masse gelegt wird, die Sputterionen ablenken oder diverse andere Messgeräte stark beeinflussen. Die benötigten freien Elektronen verfälschen gleichzeitig die Druckmessung, so dass eine resistive Heizung im Inneren des Probenhalters eingeführt wurde. Diese gewährleistet eine sehr homogene Temperaturverteilung und beeinflusst die anderen Messungen nur minimal. Sie besteht aus einem 1 mm dicken Keramikstab, um den ein 0,3 mm Wolframdraht gewickelt wurde. Anschließend wurde ein Keramikröhrchen (Innendurchmesser 2 mm, Außendurchmesser 3 mm) über die Windungen geschoben, so dass man eine nach außen isolierte Heizung erhält. Die Zu- bzw. Ableitung des Heizstromes wurde oben bzw. unten am Probenhalter seitlich herausgeführt. Die Rückführung verläuft, ebenfalls durch ein Keramikröhrchen isoliert, entlang einer Nut zwischen den einzelnen Substraten. Die Biegestellen, an denen die Drähte aus dem Probenhalter herausführen, sind zum einen mit kurzen Keramikröhrchen umhüllt, zum anderen mit Keramikleber fixiert, so dass kein Kontakt zum

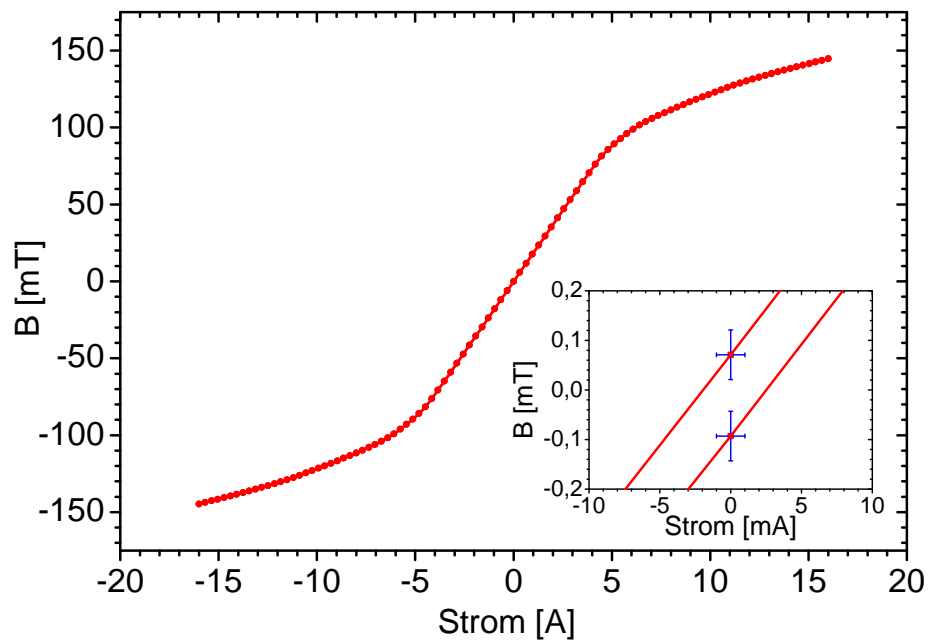


Abbildung 3.10: Die Kalibrierkurve des in situ Magneten. Das maximal gemessene Feld bei 16 ± 10^{-3} A liegt bei $144,71 \pm 0,01$ mT, während die Remanenz bei unter 0,1 mT liegt. Die Fehlerbalken im Hauptgraphen sind kleiner als die Messpunktgröße.

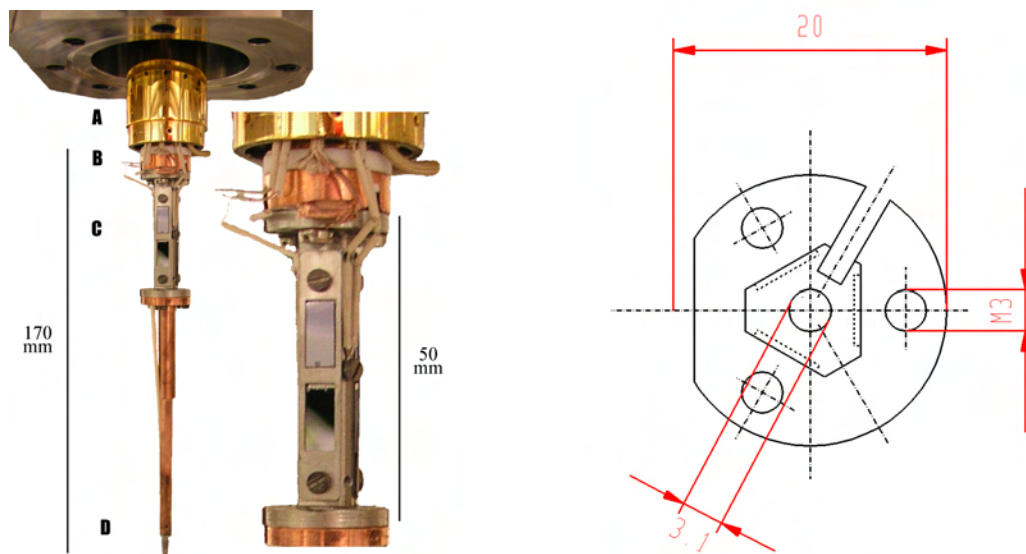


Abbildung 3.11: Probenhalter für sechs Substrate $10 \cdot 5 \cdot 0,5 \text{ mm}^3$ bei demontiertem Glasfinger. Der Probenhalter ist durch den entsprechenden Flansch herausgefahren. Zu sehen ist der untere Teil des He-Kryostaten (A), die Keramikisolierscheibe (B), der eigentlich Probenhalter aus Mo (C) und der vom MOKE unabhängige Probenhalter für FMR-Messungen (D). In der Vergrößerung ist rechts das Thermocouple mit Fixierschraube zu sehen. Im rechten Bild ist der Querschnitt gezeigt. Im Inneren des zentrierten Loches befindet sich die resistive Heizung.

Probenhalter gegeben ist. Der Heizdraht kann mit 6 A bei 10 V bzw. 60 W den Probenhalter problemlos auf 870 K erwärmen. Deutlich höhere Temperaturen sollten ebenfalls erreichbar sein, da die Heizung im kurzzeitigen Test bei 100 W stabil geblieben ist.

Der Temperatursensor des Kryostaten besteht aus einer Siliciumdiode – die bei einem maximalen Wert von 460 K beschädigt werden würde – sie muss entsprechend gegengekühlt werden. Mit Hilfe von gasförmigem Stickstoff aus der Druckleitung konnte dies nicht erreicht werden, so dass eine 3 mm dicke Isolierscheibe aus Keramik⁵ zwischen Kryostat und Probenhalter montiert wurde. Die Temperatur der Probenhalteroberfläche wird mit einem K-Typ Thermoelement bestimmt, welches etwa auf halber Höhe

⁵Beim nächsten Umbau des Probenhalters wird diese durch eine dünnere ersetzt, wodurch deutlich niedrigere Temperaturen zu erreichen sein sollten.

des Halters festgeschraubt wurde⁶. Somit ist die Temperatur mit Gegenkühlen auf ± 1 K genau einstellbar.

Der Probenhalter ist durch die Keramikscheibe gegen Masse isoliert. Zum messbaren Ableiten des Probenstromes wurde mittels eines dünnen Kupferdrahtes an einer Stelle elektrischer Kontakt zwischen Halter und Heizung hergestellt. Somit lässt sich z.B. bei LEED- und AES-Messungen der Probenstrom bestimmen.

Zunächst wurden Modelle aus Kupfer hergestellt. Bei einer Temperatur von etwa 820 K ist jedoch der As-Partialdruck in der Kammer erheblich angestiegen ($1 \cdot 10^{-7}$ mbar) und es stellte sich heraus, dass der Gallium-Anteil des Substrates mit dem Kupfer legiert ist. Dass diese Ga/Cu-Phase besteht, kann man im Phasendiagramm unter [PB00] finden. Aus diesem Grund wurde der Probenhalter aus Molybdän konstruiert. Leider hat dies zum Nachteil, dass tiefe Temperaturen durch die etwa dreimal geringere thermische Leitfähigkeit im Vergleich zu Kupfer (Angabe bei Raumtemperatur) schlechter als bei den Vorgängermodellen erreicht werden können. Bei Kühlung mit flüssigem Stickstoff wurde bisher als Minimum 190 K erreicht, während flüssiges Helium eine minimale Temperatur von 135 K nach etwa drei Stunden Wartezeit ergibt.

Nachweis der Empfindlichkeit für zwei Monolagen

Der MOKE-Aufbau muss im Bereich der ultradünnen Schichten eine Sensitivität im Bereich von einzelnen atomaren Lagen besitzen. Im Experiment wurde dies nicht direkt nachgewiesen, da feststehen muss, dass das zu untersuchende System bei wenigen oder sogar einzelnen ML ferromagnetisch ist. In dieser Arbeit wurden Schichtdicken bis minimal 9 ML untersucht, so dass die Empfindlichkeit aus einer anderen Messung skaliert werden musste. Ab welcher Schichtdicke Kobalt auf GaAs(001) ferromagnetisch wird, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht festgestellt werden.

In Abbildung 3.12 wird die Messung eines 2,2 nm Filmes⁷ aus der temperaturabhängigen Serie gezeigt. Bei 2,2 nm entspricht die Filmdicke etwa 15 – 16 ML. Aus dieser Messung wird eine theoretische Hysterese von 2 ML berechnet, bei der von den positiven Ästen $7/8$ subtrahiert und auf die negativen $7/8$ addiert wurden. Die Messpunkte an den steilen Stellen der Hysterese wurden gelöscht.

Bei Skalierung dieser Messung auf eine Monolage würde die Hysterese kaum noch zu erkennen sein. Jedoch könnte das Signal-Rauschverhältnis durch mehr Mittelungen verbessert werden.

⁶Dies ist erlaubt, da davon auszugehen ist, dass sich der Kontaktbereich mit der Schraube im thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Es könnte zwar zu einem Kurzschluss des Thermoelementes über die Fixierschraube kommen, jedoch ist eine zusätzliche Thermospannung nur bei einer Temperaturdifferenz möglich, die hier nicht vorhanden gewesen ist.

⁷20 mal innerhalb von ca. 20 Minuten gemittelt

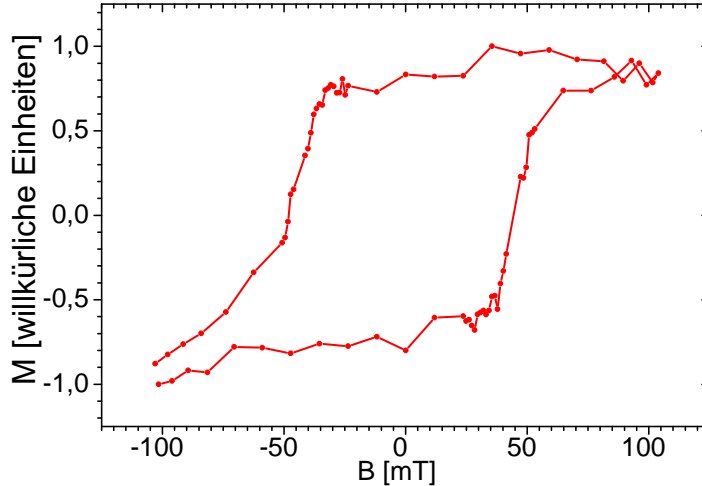


Abbildung 3.12: Linear auf zwei ML extrapolierte Hysteresekurve. Der Hub wurde auf 1/8-tel gesenkt, das Rauschen konstant gehalten.

Durchführung / Vorgehensweise

Alle Spannungsversorgungen wurden mindestens eine Stunde vor der eigentlichen Messung eingeschaltet, damit z.B. Laser und Photodiode ins thermische Gleichgewicht gelangten, so dass Intensitätsschwankungen aufgrund thermischer Effekte ausgeschlossen werden konnten. Die genaue Vorgehensweise unterschied sich für in- und ex situ-Messungen ein wenig, so dass diese weiter unten getrennt behandelt werden.

Zur Messung der Kerrdrehung wurde zunächst das absolute Minimum der reflektierten Intensität gesucht. Polarisator und Analysator waren senkrecht zueinander ausgerichtet, wobei der Polarisator entsprechend der longitudinalen Messgeometrie mit dem E-Feldanteil der elektromagnetischen Welle parallel zur Filmebene und in der von ein- und ausfallendem Laserstrahl aufgespannten Ebene justiert wurde. Eine durch das Substrat verursachte magnetfeldunabhängige Drehung oder Elliptizität wurde korrigiert, indem der Polarisator ins absolute Minimum der Intensität gedreht wurde. Der Analysatorwinkel wurde entsprechend nachjustiert.

Da die Intensität des in der Polarisationsrichtung gedrehten Lichtes mit dem Sinus des Winkels zunimmt, wurde der Analysator um $1 - 2^\circ$ verdreht, so dass die Änderung an einer steileren Stelle der Sinusfunktion stattfindet, und der Effekt größer wird.

Die eigentliche Messung begann jeweils bei hohem Magnetfeld. Zwar können Neukurven mit wiederholter vorheriger Entmagnetisierung der Probe aufgenommen werden,

jedoch war dies nicht von Interesse. Das Feld wurde in vorzugebenden Schritten angefahren; dann wurde eine gewisse Zeit gewartet und anschliessend die Spannung an der Photodiode gemessen. Nachdem eine Hysterese gemessen war, wurde das minimale Feld eingestellt, erneut gewartet und eine neue gesamte Hysterese in entgegengesetzter Messrichtung aufgenommen, so dass sich die Drift entgegengesetzt auswirken würde. Die Kurven wurden gemittelt, wodurch sich stetige Änderungen der Intensität eliminierten. Eine genauere Beschreibung der im Rahmen dieser Diplomarbeit angefertigten Software befindet sich im Anhang A.

Ex-situ Vorgehensweise

Der Magnet wurde zunächst entfernt, und der Schrittmotor mit einem aufgesetzten Aluminiumstab so auf den Tisch gestellt, dass die Probe bequem aufgelegt werden konnte. Sie wurde auf der Front des Aluminiumstabes mit etwas Vakuummfett fixiert und nach Augenmaß kristallografisch parallel zum anzulegenden Magnetfeld ausgerichtet. Der Schrittmotor wurde wieder in Messposition gebracht und ein Winkelabgleich zur Software durchgeführt.

Der zwischenzeitlich thermisch stabilisierte Laser wurde auf die Probe gerichtet, welche gegebenenfalls mit der Hand etwas gedreht wurde, falls der reflektierte Laserstrahl nicht den Detektor traf. Der Magnet wurde dann über die Probe geschoben und verkabelt.

In-situ Vorgehensweise

Der Detektor wurde zunächst zu Beobachtungszwecken entfernt, der Magnet in Position gebracht und die Probe außerhalb des Magneten in den ungefähren Winkel zur Messung gedreht. Anschließend wurde die Probe zwischen die Polschuhe des Magneten gefahren und vom Laserstrahl angeleuchtet. Da die Winkeleinstellungen nur bei relativer Betrachtung genau sind, muss der Winkel jedes Mal neu eingestellt werden. Hierzu wurde nach einmaliger guter Einstellung eine Markierung an einer ca. zwei Meter entfernten Wand angebracht, die den idealen Ort des Lasers darstellte. Der Winkel wurde entsprechend angepasst, bis der Laser diese Stelle getroffen hat.

Dann wurde der Detektor wieder auf dem an der UHV-Kammer befestigten Tisch fixiert, und die Messung gestartet.

3.3.3 Magnetische Anisotropiebestimmung

Eine Methode zur Bestimmung der Anisotropiekonstanten aus Hysteresen, die nicht entlang einer leichten Richtung gemessen wurden, wird in [GBFK97] und [FGBK98] gezeigt.

In [CGF⁺95] wird der uniaxiale Anisotropie-Anteil (siehe Gleichung 2.8) mit einem phänomenologischen Modell der totalen Energie analytisch ermittelt und berechnet. In der Herleitung wird davon ausgegangen, dass die leichte Achse der uniaxialen Anisotropie

exakt entlang einer kristallografischen Richtungen verläuft. Wie in dieser Arbeit gezeigt wird, ist dies für die Fe₃Si-Proben nicht der Fall. Um den uniaxialen Anteil dennoch richtig zu berechnen, wird im Folgenden die Herleitung exakt gleich durchgeführt, jedoch wird ein Winkel ϕ_u eingeführt, der die Verkippung der uniaxialen leichten Richtung bezüglich der kristallografischen Hauptachse berücksichtigt (siehe Grafik 3.13).

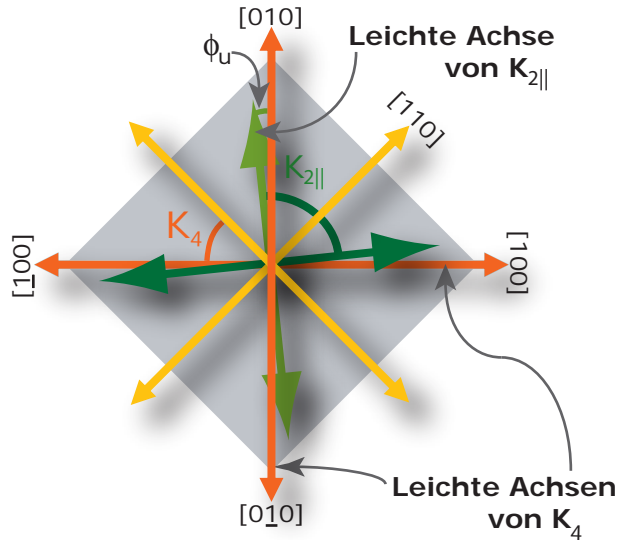


Abbildung 3.13: Darstellung der *leichten* und *schweren* Achsen der Anisotropie für uniaxiale- (hell-/dunkelgrün) und kubische Anisotropie (gelb/orange) für $K_{2||} > 0$ und $K_4 > 0$. Der Unterschied zu Abbildung 2.1 ist der Verkippungswinkel ϕ_u .

Zunächst einmal wird die freie Energie F ohne den Verkippungswinkel nach [CGF⁺95] (S. 7215, Gleichung 1) wie folgt geschrieben:

$$F = K_{2||} \sin^2 \phi + \frac{K_4}{4} \sin^2(2\phi) - MB \cos(\phi - \phi_B) \quad (3.1)$$

Es muss nun berücksichtigt werden, dass die leichte Richtung des uniaxialen Beitrages nicht parallel zu einer der kristallografischen Hauptachsen ist. Der Term $K_{2||} \sin^2 \phi$ muss bei einem Winkel $\phi - \phi_u = 0$ minimal werden, wobei ϕ_u der Winkel ist, um den die leichte uniaxiale Richtung bezüglich der Hauptachse [100] verdreht ist.

$$F = K_{2||} \sin^2(\phi - \phi_u) + \frac{K_4}{4} \sin^2(2\phi) - MB \cos(\phi - \phi_B) \quad (3.2)$$

3 Experimentelles

$\phi[^\circ]$	[hkl]	$\sin^2(\phi - \phi_u)$	$\sin^2(2\phi)$	$\cos(\phi - \phi_B)$	E
0	100	$K_{2\parallel} \sin^2 \phi_u$	0	$\cos \phi$	$K_{2\parallel} \sin^2 \phi_u - MB \cos(\phi)$
90	010	$K_{2\parallel} \cos^2 \phi_u$	0	$-\sin \phi$	$K_{2\parallel} \cos^2 \phi_u - MB \sin(\phi)$
-90	$0\bar{1}0$	$K_{2\parallel} \cos^2 \phi_u$	0	$\sin \phi$	$K_{2\parallel} \cos^2 \phi_u + MB \sin(\phi)$
180	$\bar{1}00$	$K_{2\parallel} \sin^2 \phi_u$	0	$-\cos \phi$	$K_{2\parallel} \sin^2 \phi_u + MB \cos(\phi)$

Tabelle 3.1: Grenzwerte der Komponenten der freien Energie bei verschiedenen Winkeln

Für die Fälle $\phi = 0^\circ, 90^\circ, -90^\circ, 180^\circ$ ergeben sich durch Einsetzen die in Tabelle 3.1 gezeigten Werte.

Für den Fall $0 - 45^\circ$ ergibt sich für den einfachen Sprung (3.3) der selbe Wert wie in [CGF⁺95] während sich für den Zweisprungprozess (3.4a 3.4b) Abweichungen ergeben:

$$\Delta F = F_{[\bar{1}00]} - F_{[100]} = 2MB \cos \phi \quad (3.3)$$

$$\Delta F_1 = F_{[\bar{1}00]} - E_{[010]} = (1 - 2 \cos^2 \phi_u) \cdot K_{2\parallel} + MB(\cos \phi + \sin \phi) \quad (3.4a)$$

$$\Delta F_2 = F_{[010]} - F_{[100]} = (1 - 2 \sin^2 \phi_u) \cdot K_{2\parallel} + MB(\cos \phi - \sin \phi) \quad (3.4b)$$

ΔF wird bei den Koerzitivfeldern mit der Domänenwand-Pinning-Volumenenergiedichte gleichgesetzt. Somit erhält man unverändert für den Einsprung-Prozess (3.5) bzw. abweichend für den Zweisprungprozess (3.6a 3.6b):

$$B_c = \frac{\epsilon_{180^\circ}}{2M \cos \phi} \quad (3.5)$$

$$B_{c1} = \frac{\epsilon_{90^\circ} - (1 - 2 \cos^2 \phi_u) \cdot K_{2\parallel}}{M(\cos \phi + \sin \phi)} \quad (3.6a)$$

$$B_{c2} = \frac{\epsilon_{90^\circ} - (1 - 2 \sin^2 \phi_u) \cdot K_{2\parallel}}{M(\cos \phi - \sin \phi)} \quad (3.6b)$$

Als jeweilige Grenzwerte für $\phi_u \rightarrow 0$ ergeben sich die in [CGF⁺95] gezeigten Ergebnisse. Die weiteren Ergebnisse werden nach Formel 3.7 mit den Vorzeichen und Ψ aus Tabelle 3.2 berechnet.

$$B_{c1,2} = \frac{\epsilon_{90^\circ} - K_{2\parallel} \cdot (1 - 2\Psi\phi_u)}{M(\pm \cos \phi \pm \sin \phi)} \quad (3.7)$$

Aus Subtraktion von $B_{c2} - B_{c1}$ für die Messrichtung $[0\bar{1}0] \rightarrow [\bar{1}00] \rightarrow [010]$ ergibt sich die Formel

$$\frac{1}{2} \left(B_{c2}^{[010]} - B_{c1}^{[010]} \right) = \frac{K_{2\parallel}}{M} (1 - 2 \sin^2 \phi_u) \quad (3.8)$$

$\phi[^\circ]$	Einsprung- Route	Zweispung- Route	Ψ	B_{c1}		Ψ	B_{c2}	
				cos	sin		cos	sin
000-045	$[\bar{1}00] \rightarrow [100]$	$[\bar{1}00] \rightarrow [010] \rightarrow [100]$	\cos^2	+	+	\sin^2	+	-
045-090	$[0\bar{1}0] \rightarrow [010]$	$[0\bar{1}0] \rightarrow [100] \rightarrow [010]$	\sin^2	+	+	\cos^2	-	+
090-135	$[0\bar{1}0] \rightarrow [010]$	$[0\bar{1}0] \rightarrow [\bar{1}00] \rightarrow [010]$	\sin^2	-	+	\cos^2	+	+
135-180	$[100] \rightarrow [\bar{1}00]$	$[100] \rightarrow [010] \rightarrow [\bar{1}00]$	\cos^2	-	+	\sin^2	-	-
180-225	$[100] \rightarrow [\bar{1}00]$	$[100] \rightarrow [0\bar{1}0] \rightarrow [\bar{1}00]$	\cos^2	-	-	\sin^2	-	+
225-270	$[010] \rightarrow [0\bar{1}0]$	$[010] \rightarrow [\bar{1}00] \rightarrow [0\bar{1}0]$	\sin^2	-	-	\cos^2	+	-
270-315	$[010] \rightarrow [0\bar{1}0]$	$[010] \rightarrow [100] \rightarrow [0\bar{1}0]$	\sin^2	+	-	\cos^2	-	-
315-360	$[\bar{1}00] \rightarrow [100]$	$[\bar{1}00] \rightarrow [0\bar{1}0] \rightarrow [100]$	\cos^2	+	-	\sin^2	+	+

Tabelle 3.2: Sprungrouten und Funktions-/Vorzeichentabelle zur Berechnung der uniaxialen Anisotropie.

Diese geht für $\phi_u \rightarrow 0$ in das Ergebnis

$$\frac{1}{2} \left(B_{c2}^{[010]} - B_{c1}^{[010]} \right) = \frac{K_{2\parallel}}{M} \quad (3.9)$$

aus [CGF⁺95] über. Die Definition der einzelnen Koerzitivfelder wird in Grafik 3.14 vorgenommen.

Im von Cowburn betrachteten System liegt die leichte Richtung der uniaxialen Anisotropie entlang der [100]-Richtung, im Gegensatz zum Fe₃Si-System mit der leichten Richtung entlang [010]. Das $K_{2\parallel}$ wurde dementsprechend definiert, so dass in dem in dieser Arbeit verwendeten Koordinatensystem aus $K_{2\parallel} \sin^2 \phi \Rightarrow K_{2\parallel} \cos^2 \phi$ wird.

Entsprechend der Definition des Vorzeichens von $K_{2\parallel}$ und aus Symmetrieüberlegungen muss dann gelten:

$$\frac{1}{2} \left(B_{c2}^{[100]} - B_{c1}^{[100]} \right) = \frac{K_{2\parallel}}{M} (1 - 2 \sin^2 \phi_u) \quad (3.10)$$

Die angegebenen Winkel beziehen sich hier stets auf die kristallografischen Achsen, aber insbesondere bei der Betrachtung der Sprungrouten muss die effektiv leichte Richtung betrachtet werden, die sich aus der Lage und freien Energie der einzelnen leichten Richtung berechnet. Wie man aus den FMR-Messungen entnehmen kann, ist der Winkel dieser effektiv leichtesten Richtungen in guter Näherung gleich denen der kristallografischen Achsen.

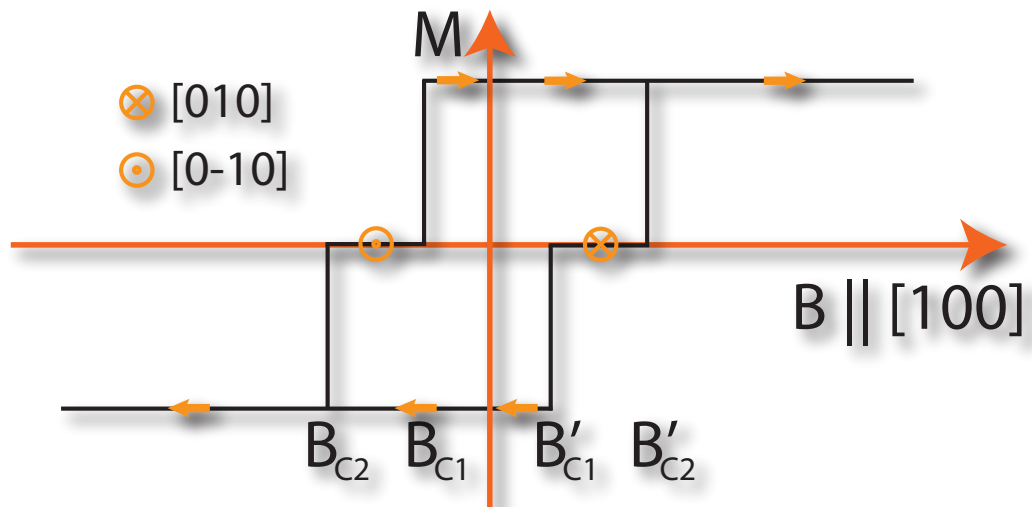


Abbildung 3.14: Diese Grafik soll in erster Linie die verschiedenen Koerzitivfelder bei Zweisprung-Ummagnetisierungsprozessen definieren. Für die später in der Auswertung beschriebenen Richtungen der Magnetisierung sind diese ebenfalls eingezeichnet. In dem Bereich, in dem die Magnetisierung entlang der $[100]$ -Richtung 0 ist, liegt diese parallel bzw. antiparallel zur leichten $[010]$ -Achse. Die hier eingezeichneten Richtungen beziehen sich auf die in Kapitel 4.1.3 beschriebenen Sprungrouten.

4 Auswertung und Diskussion

Auswertung und Diskussion werden für die verschiedenen Probensysteme getrennt behandelt, da sie unabhängig voneinander untersucht wurden. Zunächst folgt der ausführlichere Teil der ex situ $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ -Proben und anschließend die in situ Messungen an $\text{Co}/\{\text{P4x6}\}\text{GaAs}(001)$.

4.1 $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$

4.1.1 Substrat-/ Probenpräparation Fe_3Si

Die Fe_3Si -Proben wurden in einer UHV-Kammer zur Molekularstrahlepitaxie in der Arbeitsgruppe Keune, Universität Duisburg-Essen, hergestellt. Der Basisdruck lag bei $5 \cdot 10^{-10}$ mbar und während des Aufdampfens stieg der Druck nicht über $5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Die $\text{MgO}(001)$ -Substrate wurden in einem Isopropanol-Ultraschallbad gereinigt und in die UHV-Anlage gebracht. Es wurde etwa 30 Minuten bei ca. 930 K annealed (ausgeglüht, hier: geglättet), so dass eine strukturell gute und saubere Oberfläche erreicht wurde. Bei einer konstanten Substrattemperatur von 550 K wurden Eisen und Silicium mittels Elektronenstrahlheizung co-verdampft. Die Aufdampftrate von etwa 0,5 nm/min wurde mit einer Quarzwaage kontrolliert.

Es wurden Filme ohne Abdeckschicht und welche mit 5 nm Chrom-Schutzschicht gegen Oxidation hergestellt.

Die strukturellen Qualitäten der Filme wurden mittels Röntgendiffraktometrie bestimmt, wie es in Abbildung 4.1 zu sehen ist. Es sind dort drei verschiedene Herstellungsprozesse verglichen: Probe A wurde nach dem Aufdampfprozess nicht annealed, während Probe B direkt im Anschluss für eine Stunde auf 900 K erhitzt wurde. Die Probe C wurde abweichend zu B in einstündigen 100 K-Schritten bis 900 K erwärmt.

Bedingt durch die große Eindringtiefe der Röntgenstrahlung ist der dominierende Peak¹ der des MgO -Substrates, der für alle verschiedenen Präparationen gleich ist. Man erkennt deutlich anhand der Vergrößerung in Abbildung 4.1, dass der Annealingprozess die Halbwertsbreite der Peaks bei $\text{Fe}_3\text{Si}(200)$ und (400) verkleinert und somit auf eine bessere stöchiometrische Verteilung hindeutet. Zusätzlich ist die Intensität des Röntgenpeaks der Probe B am größten, was die beste Orientierung des Filmes beweist.

Die Verschiebung, wie sie im Inset von 4.1 zu sehen ist, deutet auf eine Variation der Gitterkonstanten um 0,3 % hin – bei einem absoluten Wert von $5,639 \pm 0,001 \text{ \AA}$.

¹Scheitel, Maximum

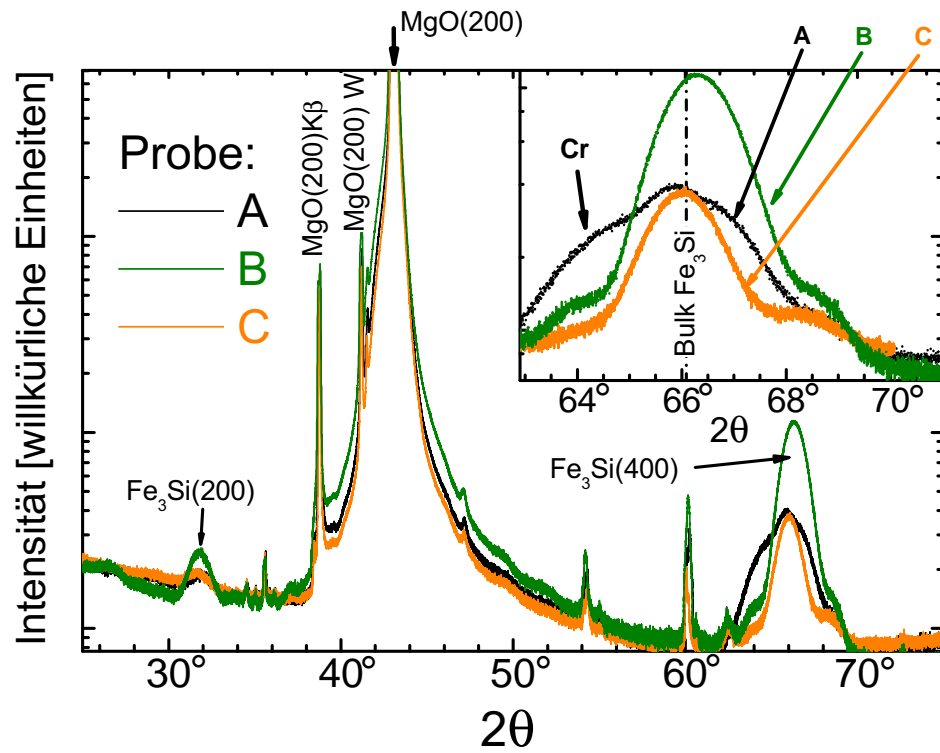


Abbildung 4.1: Röntgendiffraktogramm verschiedener Herstellungsprozesse. A: nicht annealed, B: Eine Stunde bei 900 K, C: in stündlichen 100 K-Schritten erhöhte Temperatur bis 900 K.

Die Gitterkonstante der Probenpräparation A ist um 0,3% größer, die von C um 0,3% kleiner. Der Vergleich zum Volumenwert ist durch die vertikale Linie dargestellt und zeigt nur eine kleine Abweichung von -0,05% zum Volumenwert von 5,642 Å [MFLA45].

Die Röntgendiffraktometrie wurde auf Grund der geringen Signalintensität bei dünnen Schichten ohne K_β-Filter durchgeführt, so dass hieraus resultierend der Scheitel bei $2\theta = 38^\circ$ auftritt. Die Röntgenröhre erzeugt freie Elektronen durch Glühemission einer Wolframwendel, bei der teilweise Material auf die Anode aufgedampft wird. Dadurch ergibt sich die charakteristische Röntgenlinie bei $2\theta = \text{ca. } 42^\circ$. Die Maxima bei $2\theta = 54^\circ$ und $2\theta = 60^\circ$ konnten bisher nicht zugeordnet werden.

Insgesamt wurde festgestellt, dass die Probenpräparation B die beste darstellt. Näheres hierzu wird in [ZBR⁺07] veröffentlicht. Ergebnisse zu anderen Eisen-Silicium auf MgO(001) Systemen wurden bereits unter [WKT⁺06] veröffentlicht. (Strukturelle und andere Ergebnisse zu genau den hier betrachteten Proben sind in der Diplomarbeit N. Utochkina, AG Keune / Wende, Universität Duisburg-Essen zu finden)

4.1.2 Magnetische Anisotropiebestimmung Fe₃Si/MgO(001)

In dieser Arbeit wurden verschiedenen Präparationsmethoden sowie verschiedene Schichtdicken mit und ohne Chrom-Deckschicht untersucht. Hier werden exemplarisch die Messungen an 5 nm, 10 nm und 50 nm je mit Deckschicht gezeigt. Die gezeigten Messungen wurden zum Teil 50 mal innerhalb von 10 – 20 Minuten (je nach Punktdichte) gemittelt; gleich gute Ergebnisse wurden inzwischen nach Optimierung einzelner grundlegender Einstellungen mit 3 – 4 Mittelungen erzielt, sind aber hier auf Grund der gleichen Ergebnisse nicht gezeigt.

Als erstes wurden Messungen der Hysteresekurven entlang der kristallografischen Achsen der MgO-Substrate durchgeführt. Die Hysteresen der oben genannten Schichtdicken entlang verschiedener kristallografischer Richtungen sind in den Abbildungen 4.4, 4.3 und 4.2 gezeigt. Es sind jeweils die selben Messungen in unterschiedlichen Masstäben: angelegtes Feld bis zur Sättigung und ein Ausschnitt für kleine Felder. Die Messkurve der 50 nm-Probe in Abbildung 4.2 zeigt ein typisches Verhalten für ultradünne, epitaktische Filme. In den leichten Richtungen $\langle 010 \rangle$ und $\langle 100 \rangle$ klappt die Magnetisierung bei einem Koerzitivfeld von ca. 1 mT abrupt um. Das Ergebnis ist eine Rechteckhysterese. Die schweren Richtungen $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ und $\langle 110 \rangle$ sind in einem Bereich von 1 – 8 mT dadurch geprägt, dass die Magnetisierung offensichtlich umklappt, dies aber nicht in eine Richtung parallel zum externen Magnetfeld. Durch eine Erhöhung des Feldes richtet sich die Magnetisierung zum Magnetfeld aus.

Die in der Vergrößerung erkennbaren Unterschiede in den Hysteresen der $[1\bar{1}0]$ und $[110]$ -Richtungen sind vermutlich dadurch zu erklären, dass die Messung im Falle der

[110]-Messung nicht in der schwersten Richtung gemessen wurden, sondern bedingt durch den Einbau der Probe um $2 - 5^\circ$ verdreht gewesen sein könnte².

Die Hysteresekurven der anderen Schichtdicken zeigen prinzipiell das gleiche Verhalten. In der kristallografischen Richtung [100] des Substrates kommt aber ein weiteres Koerzitivfeld hinzu, bei dem die Magnetisierung zunächst in einen Zwischenwert senkrecht zum Magnetfeld springt. Die Magnetisierung entlang der Feldachse ist in diesem Fall nahezu null. Dieser Effekt verstärkt sich mit abnehmender Schichtdicke und deutet somit auf einen Grenzflächeneffekt hin. Zusätzlich sieht man entlang der schweren Richtungen, dass auch dort ebenfalls eine Stufe vorhanden ist, die auf etwa gleiche Weise beschrieben werden kann.

Offensichtlich existiert ein uniaxialer Beitrag zur Anisotropie, der dem kubischen überlagert ist. Die phänomenologische Beschreibung hierzu wurde bereits in Kapitel 3.3.3 gegeben. Mit der dortigen Berechnung kann das uniaxiale Anisotropiefeld bestimmt werden. In den bisher gezeigten Graphen tritt jedoch eine Asymmetrie auf, die mit diesem Modell nicht beschrieben werden kann.

Bei der 10 nm-Probe in 4.3 sieht man, dass die Koerzitivfelder und Ausprägung der Zwischenstufen für positive und negative Felder unterschiedlich sind. Im Extremfall der 5 nm in Abbildung 4.4 sieht man sogar, dass die Magnetisierung je nach Messrichtung verschieden früh umklappt, bevor das Nullfeld erreicht wurde (unterer Ast der 100-Richtung; blau).

Dies könnte durch ein externes Magnetfeld erklärt werden, das evtl. von einem ferromagnetischen Gegenstand herrührt. Die Umgebung wurde mit einer Hallsonde untersucht, die eine Empfindlichkeit bis 0,001 mT besitzt, dabei konnte kein nennenswertes Störfeld ausgemacht werden.

Unabhängig von externen Feldern ließe sich die beschriebene Anisotropie z.B. dadurch erklären, dass die Lage der uniaxialen Anisotropie nicht parallel zu einer der Kristallrichtungen des MgO und nicht vollständig gesättigt worden ist. Zur weiteren Analyse werden im folgenden Kapitel 4.1.3 Messungen mit der ferromagnetischen Resonanz gezeigt und verglichen. Dort wird ebenfalls diskutiert, ob und wie eine Verkippung der uniaxialen leichten Richtung die Asymmetrien verursacht.

Aus den hier abgebildeten Graphen wurde der Mittelwert der Koerzitivfelder berechnet und mittels [CGF⁺95]

$$\frac{1}{2} \left(B_{c2}^{[010]} - B_{c1}^{[010]} \right) = \frac{K_{2\parallel}}{M} \quad (4.1)$$

das Anisotropiefeld bestimmt. Aus dem Sättigungsmagnetfeld in schwerer Richtung wurden nach [WFH⁺93] die kubischen Anisotropiekonstanten ermittelt. Somit ergeben sich die Werte aus Tabelle 4.1. Bei der Angabe der Fehlerbalken wurde die Ungenauigkeit

²Bei dieser Messung stand noch nicht der Schrittmotor zur Verfügung, durch den eine exakte Drehung um 180° möglich gewesen wäre und somit gleiche Hysteresekurven gemessen worden wären. Die gezeigten Abweichungen ändern jedoch nicht das Ergebnis der Bestimmung von K_4 .

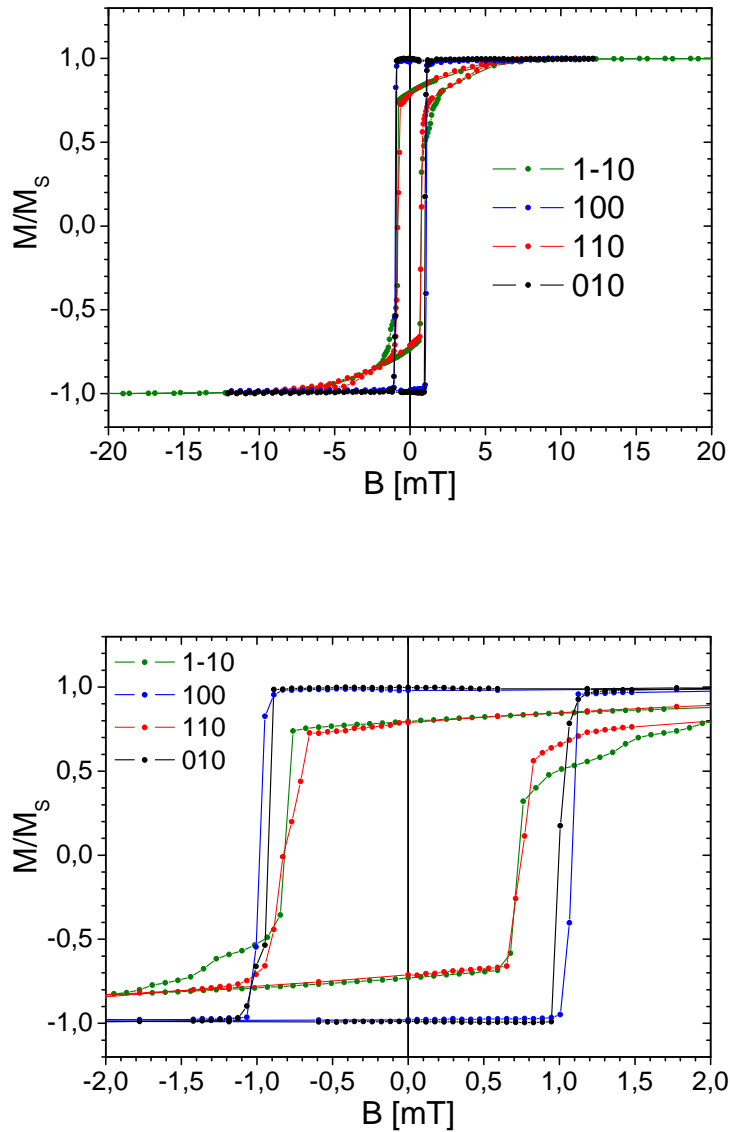


Abbildung 4.2: Hysteresekurve der 50 nm Fe_3Si Schicht auf $\text{MgO}(001)$ mit 5 nm Cr Deckschicht nicht annealed. Aus der Lage der verschiedenen Koerzitivfelder wurde die uniaxiale Anisotropie nach Kapitel 3.3.3 bestimmt.

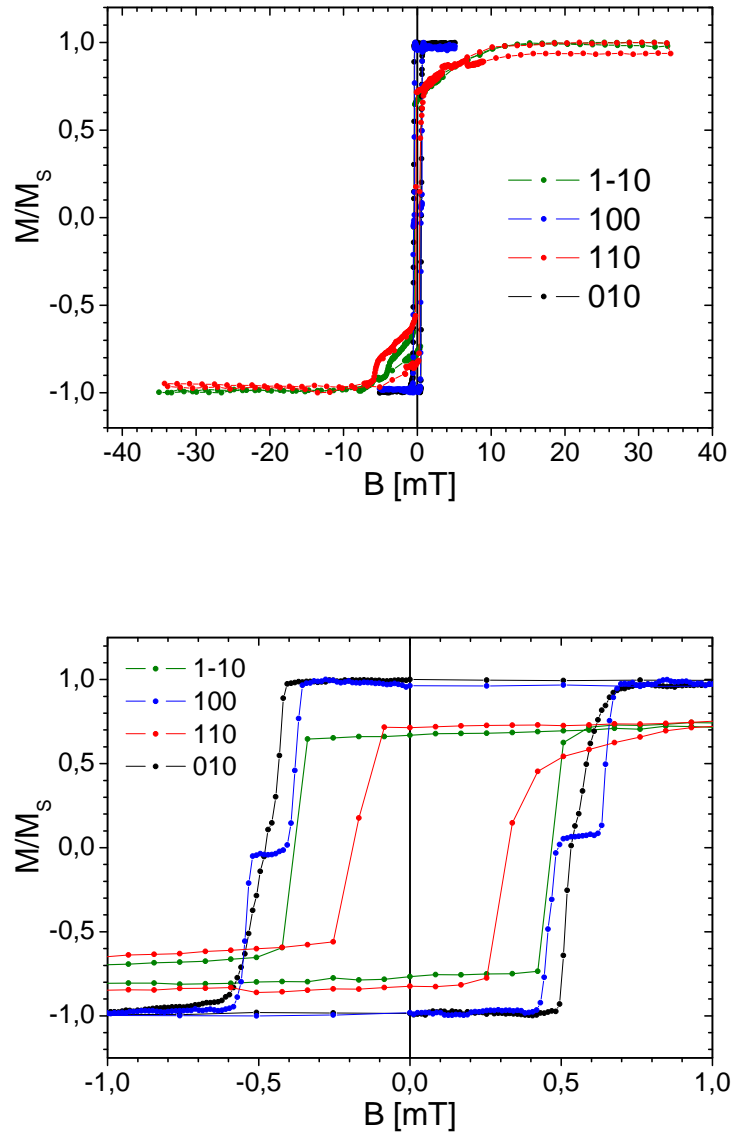


Abbildung 4.3: Hysteresekurve der 10 nm Fe_3Si Schicht auf $\text{MgO}(001)$ mit 5 nm Cr Deckschicht nicht annealed. Aus der Lage der verschiedenen Koerzitivfelder wurde die uniaxiale Anisotropie nach Kapitel 3.3.3 bestimmt.

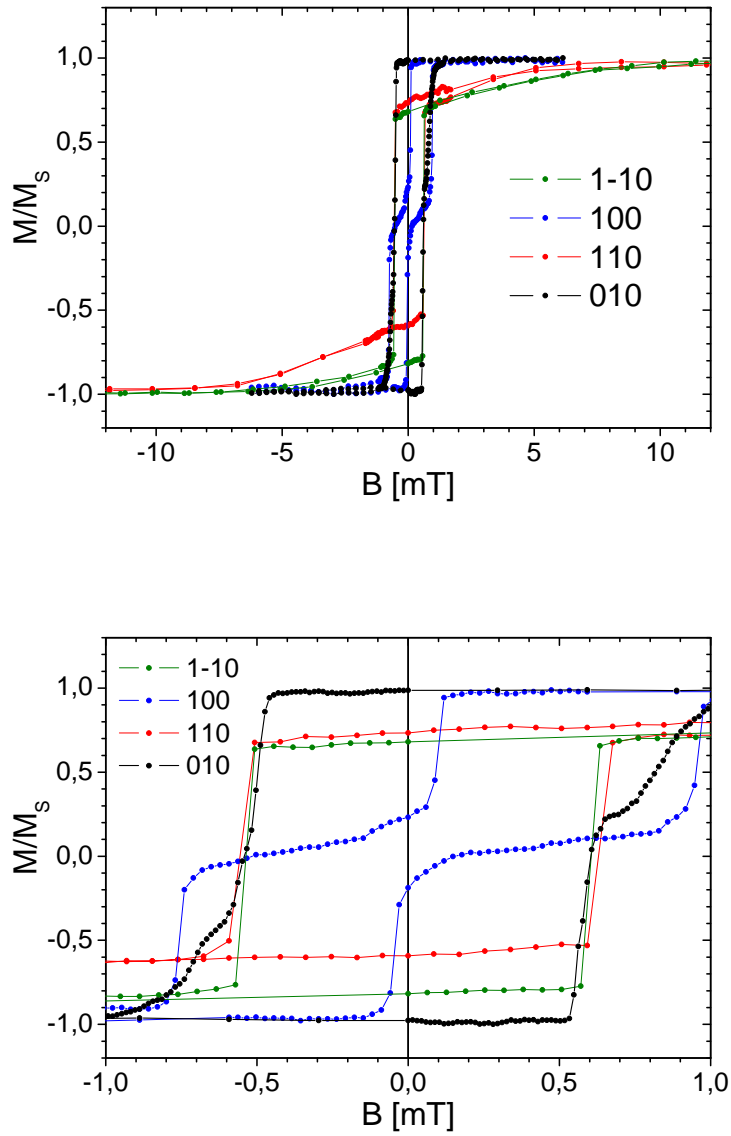


Abbildung 4.4: Hysteresekurve der 5 nm Fe_3Si Schicht auf $\text{MgO}(001)$ mit 5 nm Cr Deck-
schicht nicht annealed. Aus der Lage der verschiedenen Koerzitivfelder
wurde die uniaxiale Anisotropie nach Kapitel 3.3.3 bestimmt.

der Magnetfeldbestimmung vernachlässigt und nur die Variationsmöglichkeiten bei der Markierung der Koerzitivfelder berücksichtigt. Dadurch ergeben sich zum Teil asymmetrische Fehlerbalken, wie sie in den Fußnoten angegeben sind. Die jeweils angegebene Werte von $K_{2\parallel}$ wurden bestimmt, indem die steilsten Stellen der Koerzitivfelder zur Berechnung verwendet wurden.

Probe	$K_{2\parallel}/M$	K_4/M
50 nm	0	$4,18 \pm 0,25 \text{ mT}$
10 nm	$0,087 \pm 0,03 \text{ mT}$	$4,78 \pm 0,75 \text{ mT}^a$
5 nm	$0,47 \pm 0,04 \text{ mT}^b$	$4,20 \pm 0,25 \text{ mT}^c$

Tabelle 4.1: Nach dem Modell ohne Korrekturen berechnete Anisotropiefelder

^aAsymmetrischer Fehlerbalken: 4,3...5,6 mT

^bAsymmetrischer Fehlerbalken: 0,42...0,51 mT

^cAsymmetrischer Fehlerbalken: 4,21...5,71 mT

4.1.3 Vergleich mit ferromagnetischer Resonanz $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$

Mit Hilfe der ferromagnetischen Resonanz kann man ebenfalls die Anisotropiefelder bestimmen, wie es z.B. in [LTL⁺04] gezeigt ist. Das Ergebnis der winkelabhängigen Messung ist in Abbildung 4.5 gezeigt.

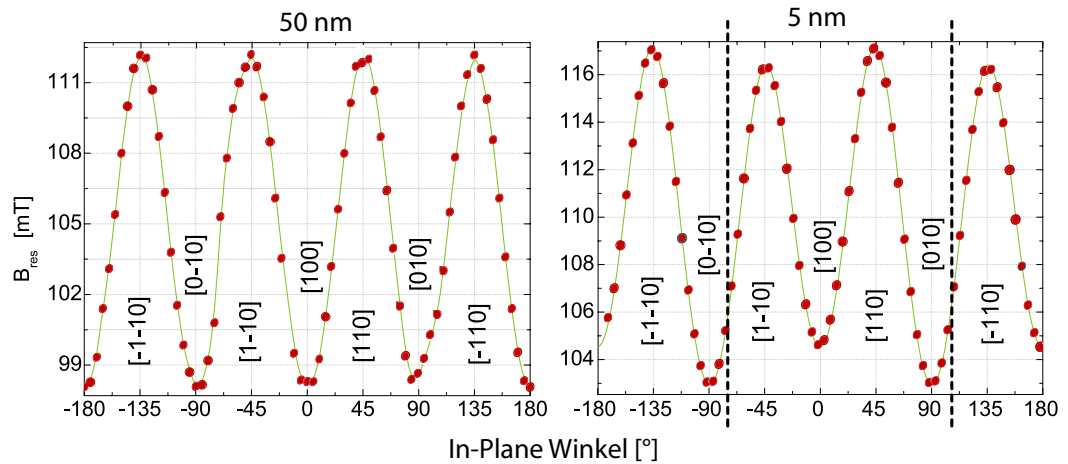


Abbildung 4.5: Winkelabhängige Messung des Resonanzfeldes der 50 nm und 5 nm Probe. Die Messpunkte sind rot eingezeichnet, der Fit grün. Die gestrichelten Linien deuten die leichte Richtung der uniaxialen Anisotropie an. Die genaue Beschreibung erfolgt im Text.

Die Differenz der Resonanzfelder ist ein Maß für die Anisotropieenergie. Man sieht eindeutig die kubische Anisotropie anhand der vier Maxima und Minima in beiden Graphen. Bei der 50 nm-Probe sind die Minima und Maxima gleichwertig. Das heißt, dass kein Unterschied in der Anisotropie von 90° nach 135° bzw. von 90° nach 45° gegeben ist. Im Vergleich dazu sieht man bei der 5 nm-Probe, dass das Maximum von 135° zu 45° um ca 2 mT verschoben ist. Das gleiche gilt für die Minima bei 90° bzw. 0° .

Würde der Beitrag der uniaxialen Anisotropie exakt entlang einer der leichten Achsen der kubischen liegen, so dürfte es nur zu einer Verschiebung der Minima *oder* Maxima kommen. Es würde entweder ein Minimum *oder* ein Maximum energetisch abgesenkt werden.

Aus der Verschiebung der beiden Extrema folgt also, dass die uniaxiale Anisotropie nicht an der kubischen ausgerichtet, sondern um wenige Grad verschoben ist. Die leichte Achse von $K_{2\parallel}$ muss also in etwa dort liegen, wo dadurch ein Minimum und Maximum energetisch günstiger werden. Diese Lage ist durch die beiden gestrichelten Linien (bedingt durch die 180° -Symmetrie müssen zwei eingezeichnet werden) gezeigt, welche jedoch keinen quantitativen Wert haben. Die Asymmetrie der Hysteresekurven kann durch diese Lage vollständig erklärt werden, wie es im Folgenden anhand der Grafik 4.3 getan wird. Zur Veranschaulichung kann Grafik 3.13 herangezogen werden.

Startet man bei negativem Magnetfeld für die blaue Linie gemessen entlang $[100]$, so bleibt bis zu einem externen Magnetfeld von +0,45 mT die Magnetisierung unverändert in der Richtung parallel zum vorher angelegten externen Feld. Der erste Umklappprozess beginnt in die nächstgelegene und leichtere Richtung, in diesem Fall $[0\bar{1}0]$, um erst bei einem Feld von etwa 0,65 mT in die von $[\bar{1}00]$ zu schwenken. Dieser Prozess findet im Uhrzeigersinn statt. Bei Umkehrung der Magnetisierung ist die nächstgelegene leichte Richtung $[010]$; also wird auch hier im Uhrzeigersinn gedreht. Die Ursache für das Drehen der Magnetisierung in das nähergelegene Potenzialminimum ist, dass bei einer anderen Sprungroute der Potentialberg von $K_{2\parallel}$ überwunden werden müsste und somit energetisch nachteilig ist.

Durch die Verkipfung der leichten Achse von $K_{2\parallel}$ im Vergleich zu K_4 kommt es bei wiederholter Messung einer Hysterese zu einer Ummagnetisierung immer im gleichen Uhrzeigersinn. Die Magnetisierung dreht sich bei abwechselnder Feldrichtung im Kreis, dessen Drehsinn durch die Richtung der Verkipfung bestimmt wird. Beim Durchlauf mehrerer Hysteresen dreht sich die Magnetisierung umgekehrt zur Verkipfung der leichten Achsen. In diesem Fall ist die Magnetisierung linksherum verdreht, die Magnetisierung dreht sich rechtsherum.

Zwar würde dies auch bei einer rein kubischen Anisotropie bei Messung *neben* einer leichten Richtung beobachtet werden, aber die Probe wäre nicht oder nicht so schnell gesättigt.

Berechnung von $K_{2\parallel}$ mit Korrekturwinkel

Mithilfe der FMR-Messungen konnte der Winkel ϕ_u für die einzelnen Proben bestimmt werden. In Tabelle 4.2 sind die korrigierten Ergebnisse der Berechnung von $K_{2\parallel}$ unter Beachtung des Verkippungswinkels und Messung der Hysteresen in Sättigung (wodurch die zuvor gezeigten Asymmetrien verschwunden sind) gelistet.

Die Anisotropiefelder mit folgender Formel berechnet:

$$\frac{\frac{1}{2} \left(B_{c2}^{[010]} - B_{c1}^{[010]} \right)}{1 - 2 \sin^2 \phi_u} = \frac{K_{2\parallel}}{M} \quad (4.2)$$

Probe	ϕ_u	Korrekturdivisor ^a	$K_{2\parallel}/M$	Korrigiert:
10 nm	-10°	0,940	0,087 ± 0,03 mT	0,093 ± 0,03 mT
5 nm	-13°	0,899	0,47 ± 0,04 mT	0,52 ± 0,04 mT

Tabelle 4.2: Nach dem Modell mit Korrekturterm berechnete Anisotropiefelder

^a(1 - 2 sin² ϕ_u)

Quantitativer Vergleich FMR / MOKE

Probe	$K_{2\parallel}/M$ (MOKE)	$K_{2\parallel}/M$ (FMR)	K_4/M (MOKE)	K_4/M (FMR)
50 nm	0 mT	0 mT	4,18 ± 0,25 mT	3,9 ± 0,1 mT
10 nm	0,09 ± 0,03 mT	0,08 ± 0,1 mT	4,78 ± 0,75 mT ^a	3,9 ± 0,1 mT
5 nm	0,52 ± 0,04 mT ^b	0,45 ± 0,1 mT	4,20 ± 0,25 mT ^c	3,5 ± 0,1 mT

Tabelle 4.3: Quantitativer Vergleich FMR / MOKE

^aAsymmetrischer Fehlerbalken: 4,3...5,6 mT

^bAsymmetrischer Fehlerbalken: 0,42...0,51 mT

^cAsymmetrischer Fehlerbalken: 4,21...5,71 mT

Der Vergleich der Messungen durch die ferromagnetische Resonanz und dem magnetooptischen Kerr Effekt zeigen gute Übereinstimmung. In Tabelle 4.3 sind die absoluten Werte gegenüber gestellt.

Bei der Bestimmung des uniaxialen Anisotropieterms ist der Unterschied etwa 7–12%, während bei dem kubischen Term eine Differenz von 7 – 20% auftritt. Die kubischen Terme der MOKE-Messung sind allesamt größer, während der uniaxiale Term kleiner ausfällt.

Im Rahmen der Fehlerbalken von ca. 10% ergibt sich jedoch eine gute Übereinstimmung der getrennt erzielten Ergebnisse. Im Folgenden wird der Mittelwert der beiden Ergebnisse verwendet um diese mit den Ergebnissen anderer Forschungen zu vergleichen.

Vergleich mit Literatur

Der Vergleich mit bisherigen Messungen anderer Arbeitsgruppen wird in Tabelle 4.3 zusammengefasst. Zunächst erkennt man, dass alle Proben eine dominierende kubische Anisotropie besitzen. Die dickste Schicht weicht ca. 30% vom Wert des Volumenmaterials [GK83] ab. Im Gegensatz dazu weicht der kubische Anisotropieterm der 39 nm-Probe von [LKB⁺05] nur ca. 17% ab. Die gezeigten dünnen Schichten von 39 nm und 21 nm zeigen beide eine dominierende kubische und eine geringe uniaxiale Anisotropie. [LKB⁺05] verwenden ein {2x1}GaAs(001)-Substrat, wodurch ein uniaxialer Term erklärt wird, der kompositionsabhängig ist.

Das hier verwendete Substrat weist jedoch keine Asymmetrie auf, so dass $K_{2\parallel}$ damit nicht erklärt werden kann. Die Kompositionsabhängigkeit wird jedoch ebenfalls beobachtet und bestätigt insofern die in 4.1.4 gezeigten Ergebnisse.

Die Werte von [IVT⁺05] weichen deutlich von den hier gefundenen Ergebnissen nach oben ab. Die 21 nm-Probe hat eine fast viermal so große uniaxiale Anisotropie. Diese wird ebenfalls durch die Rekonstruktion der Substratoberfläche erklärt werden können, jedoch wird in der Veröffentlichung darauf nicht weiter eingegangen.

Insgesamt stimmen die Werte für K_4 überein, $K_{2\parallel}$ ist jedoch auf Grund der verschiedenen Substrate nicht vergleichbar.

Schichtdicke	Referenz	$K_{2\parallel}/M$	K_4/M
50 nm	Diese Arbeit	0	$4,04 \pm 0,25$ mT
10 nm	Diese Arbeit	$0,09 \pm 0,03$ mT	$4,34 \pm 0,75$ mT
5 nm	Diese Arbeit	$0,48 \pm 0,04$ mT	$3,85 \pm 0,25$ mT
bulk	[GK83]	0	5,5 mT
39 nm	[LKB ⁺ 05]	0,06 mT	4,7 mT
21 nm	[IVT ⁺ 05]	0,30 mT	4,1 mT

Tabelle 4.4: Vergleich der in dieser Arbeit ermittelten Anisotropien mit Werten aus der Literatur.

4.1.4 Kompositionsgradient und Grenzflächeneffekt

Die Abhängigkeit von $K_{2\parallel}$ von der Schichtdicke ist ein eindeutiges Zeichen dafür, dass es sich um einen Grenzflächeneffekt handelt. So ist bei der 50 nm-Probe der uniaxiale Term nicht messbar, während dieser bei der 5 nm-Probe am größten ist. Dies zeigt Tabelle 4.1 und z.B. Abbildung 4.5.

Die Siliciumkonzentration wirkt sich deutlich auf die Größe des Koerzitivfeldes und damit auf die Anisotropieenergie aus. Dies wird durch Grafik 4.6 gezeigt, in der die Hysteresekurven entlang der [100]-Richtung der Proben verschiedener Mischungsverhältnisse

von Eisen und Silicium gezeigt sind. Das Koerzitivfeld nimmt mit dem Eisengehalt ab. Bei einer Variation von 5 Prozentpunkten ändert sich das Koerzitivfeld um bis zu 50%.

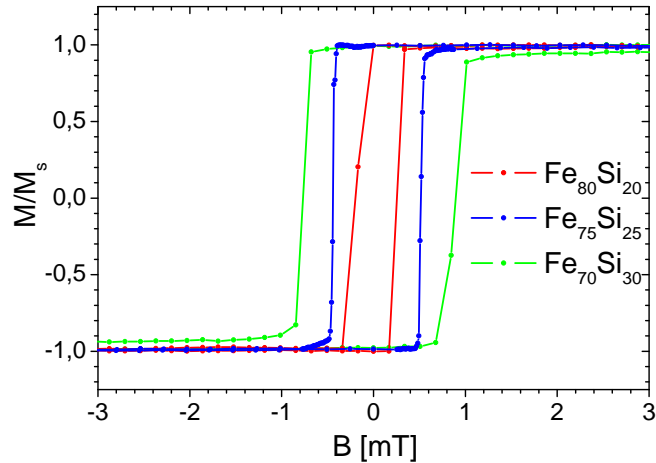


Abbildung 4.6: Silicium-Konzentrationsabhängigkeit des Koerzitivfeldes. Dieses ist ungefähr proportional zur Siliciumkonzentration und variiert zwischen 0,82 mT und 0,23 mT.

Bei der Präparation der Proben (siehe Kapitel 4.1.1) wurden Eisen und Silicium gleichzeitig aus verschiedenen Quellen verdampft. Während Eisen senkrecht von oben auf die Probe gebracht wurde, befand sich die Siliciumquelle in einem flachen Winkel von 30° bezüglich der Substratebene. Bei einem Abstand des Verdampfers zur Probe von 230 mm und der Beachtung des Abstrahlkegels ergibt sich eine Variation entlang eines Filmes von bis mehr als einem Prozentpunkt.

Die Orientierung der Probe während des Aufdampfprozesses wurde vernachlässigt und konnte so von Probe zu Probe um bis zu $\pm 15^\circ$ variieren, was den Ergebnissen der FMR-Messung entspricht. Somit kann es zu einer durch den Konzentrationsgradienten hervorgerufenen uniaxialen Anisotropie kommen, wie sie in der Abbildung 4.7 zu sehen ist. Dargestellt ist dort eine orts aufgelöste MOKE-Messung in 1 mm-Schritten entlang der [100]-Richtung einer 10 nm-Probe ohne Chrom-Deckschicht. Es ist eindeutig zu erkennen, dass sich die magnetischen Eigenschaften in Form des Koerzitivfeldes B_{C2} drastisch verändern – der uniaxiale Beitrag nimmt zum Rand der Probe ab und verschwindet fast vollständig. Die vorher gezeigten Ergebnisse wurden jeweils in der Mitte der Proben und mit deutlich größerem Detektionsbereich von ca. 1 – 2 mm Durchmesser durchgeführt.

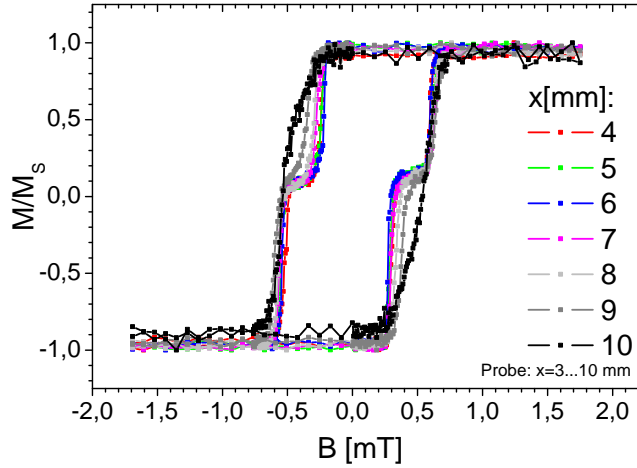


Abbildung 4.7: Ortsaufgelöste ex situ MOKE-Messungen entlang der $[100]$ -Richtung an der 10 nm Probe ohne Chrom-Deckschicht bei Zimmertemperatur. Die Probenränder liegen bei den Koordinaten 3 mm und 10 mm.

Es wurde bei mehreren Proben versucht den Siliciumgradienten mit Hilfe des EDX zu bestimmen. Hierzu wurden verschiedene Messpunkte ausgewählt und über bis zu einer Stunde gemittelt. Trotz der langen Integrationszeit wurden zur Probendimension unkorrelierte Abweichungen um mehrere Prozent beobachtet, so dass keine Aussage über den Gradienten gemacht werden konnte. Erschwerend kam hinzu, dass sich durch die Messung mit der ferromagnetischen Resonanz Spuren von Vakuumfett auf der Probe befanden. Dieses enthält einen sehr hohen Anteil an Silicium und verfälschte trotz gründlicher Reinigung im Aceton-Ultraschallbad die Messung.

Ein Konzentrationsgradient kann nur zu einer uniaxialen Anisotropie führen, solange der Film mit einer Relation zum Substrat aufwächst. Durch eine Konzentrationsänderung ändern sich der Gitterparameter und damit die Verspannung zum Substrat. Filme ab einer Dicke, die durch die Gitterfehlpassung gegeben ist, relaxieren und wachsen somit mit den intrinsischen Kristallparametern weiter, wie es bei 50 nm $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ gegeben ist.

Eine endgültige und definitive Erklärung der uniaxialen Anisotropie kann mit Abschluss dieser Arbeit noch nicht gegeben werden. Aus diesem Grund werden noch weitere Proben hergestellt werden müssen, bei denen ein gezielter Gradient in Steigung und Richtung erzeugt werden soll. Außerdem sollten weitere ortsaufgelöste Messungen durchgeführt werden.

4.2 Co/{P4x6}GaAs(001) im Ultrahochvakuum

4.2.1 Substrat-/ Probenpräparation

Kommerziell erhältliche GaAs-Wafer wurden bereits entlang der gewünschten kristallografischen Achsen zugeschnitten erworben. Der vom Hersteller aufgebraute Schutzfilm wurde zunächst 10 Minuten im Aceton-Ultraschallbad entfernt. Anschließend wurden eventuelle Reste in sauberem Aceton wieder 10 Minuten mittels Ultraschall entfernt. Die Substrate wurden im Folgenden in Ethanol gebracht, welcher anschließend mit Stickstoff weggeblasen wurde, so dass sich möglichst wenig Rückstände auf dem Substrat befanden. Würde der letzte Schritt ausgelassen werden, könnten sich durch Verdampfen des Acetons Salze auf dem GaAs absetzen.

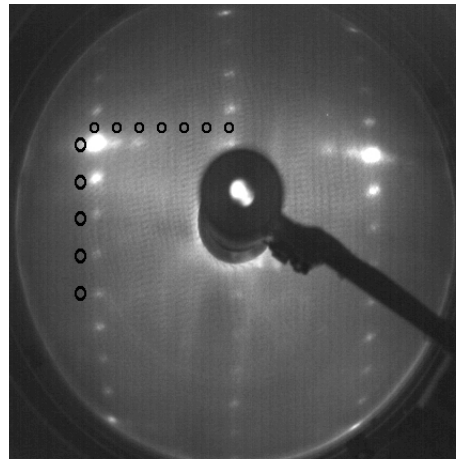


Abbildung 4.8: {P4x6}GaAs-Rekonstruktion nach 30 min. Sputtern @ 1 kV; 15 – 20 Min. @ 0,5 kV bei einer Temperatur von 820 K, aufgenommen bei Zimmertemperatur und einer Energie von 135 eV. Wie erwartet ist die sechszählige Rekonstruktion deutlich schwächer als die vierzählige. Der [00]-Spot ist durch Verkippung der Probe leicht nach unten verschoben. Das Bild wurde zur besseren Darstellung kontrastangereichert.

Daraufhin wurden die Substrate in den Probenhalter eingebaut und die Ausheizprozedur der UHV-Kammer gestartet. Vor dem Aufdampfen eines Filmes wurde zunächst bei Zimmertemperatur ca. eine Stunde gesputtert. Dazu wurde Argongas bis zu einem Druck von $2 \cdot 10^{-5}$ mbar eingelassen. Bei 1 kV wurden die Ar-Ionen auf das Substrat beschleunigt. Der Probenstrom betrug dabei wenige μA . Die Substrate wurden anschließend bei fortlaufendem Sputtern auf 820 K gebracht. Nach etwa 15 Minuten wurde die Beschleunigungsspannung auf 0,5 kV reduziert und mindestens eine weitere halbe Stunde

gesputtert. Im Anschluss folgte eine halbstündige Annealingphase, in der die Argonzufuhr gesperrt wurde und der Druck auf ca. $2 \cdot 10^{-9}$ mbar sank. Durch diese Prozedur wird eine arsenarme {P4x6}-Rekonstruktion³ erreicht (Abbildung 4.8), die das bereits in Kapitel 2.4 erwähnte Diffundieren der Arsenatome an die Oberfläche vermindern soll, indem weniger Arsen angeboten wird.

Bereits gemessene Filme wurden durch Sputtern bei Zimmertemperatur innerhalb von ein bis zwei Stunden (je nach Schichtdicke) entfernt. Das AES zeigte dann keine Co-Peaks mehr. Die gezeigten ex situ-Messungen sind jedoch zur Sicherheit an nur einmal verwendeten Substraten durchgeführt worden.

Die Substrate befanden sich für den Aufdampfprozess auf Zimmertemperatur. Das Aufdampfen der Filme geschah durch einen Oxford ScientificTM Vierfachverdampfer OS-Vap-4p bei einem Druck von $< 5 \cdot 10^{-10}$ mbar. Das Ausgasen des Verdampfers wurde vor und nach der Probenpräparation durchgeführt. Die Probe wird dabei versetzt hinter der Lochblende positioniert, so dass die Substrate nicht getroffen werden. Die Blende des Verdampfers wurde dabei geöffnet, da der Vorgang dadurch erheblich schneller möglich war, und sich keine Restgaswolke im Verdampferraum bilden konnte. Nur während die Probe in Position gebracht wird, wurde die Verdampferblende geschlossen.

Zur Kontrolle des homogenen Wachstums gab es zwei Funktionen. Zum einen wurde der Ionenfluss des Verdampfermaterials mittels Fluxmonitor überwacht und durch eine PID-Regelung konstant gehalten. Letztere variierte den Filamentstrom, der die Anzahl der freien Elektronen, die zum Verdampfermaterial beschleunigt wurden, bestimmt. Zum anderen war eine Quarzwaage im etwa gleichen Abstand vom Verdampfer wie die Probe positioniert, so dass unter der Annahme gleicher Haftkoeffizienten die Schichtdicke auf 0,01 nm bestimmt werden konnte. Der Fehler durch die unterschiedliche Positionierung von Quarzwaage und Probe ergibt jedoch einen Fehlerbalken von ca. 10%.

Vor und nach dem Aufdampfprozess wurden Substrat bzw. Film mittels AES auf Verunreinigungen überprüft. Insbesondere auf Sauerstoff und Kohlenstoff wurde hierbei geachtet. Ein Spektrum eines typischen Substrates, auf dem nur Gallium und Arsenpeaks zu erkennen sind, zeigt Abbildung 4.9.

Nach Ausbau der Proben aus der UHV Kammer wurden die im SEM-Bild (Scanning Electron Microscope) 4.11 gezeigten Messpunkte mit EDX (Energy Dispersive X-ray Analysis) untersucht. Abbildung 4.10 zeigt das EDX-Spektrum der in 4.11 rot markierten Messstelle. Aufgrund technischer Probleme am Ende der Diplomarbeit mit dem Auger-Spektrometer musste untersucht werden, ob die Abdeckschichten Silber und Platin den Kobaltfilm bedeckt haben. Der gezeigten Grafik kann man dies entnehmen, da bereits nach kurzer Integrationszeit die entsprechenden Spitzen zu erkennen waren. Der Kohlenstoffpeak bei ca. 0,25 keV wird bei EDX-Messungen immer beobachtet, da sich bei der Untersuchung Spaltprodukte aus den Restgasen des mäßig evakuierten (10^{-6} mbar) Probenraumes auf der Probe niederschlagen.

³Die {4x6}-Rekonstruktion ist eine Überlagerung aus einer 2x6 und 4x2-Phase [XHZ⁺95]

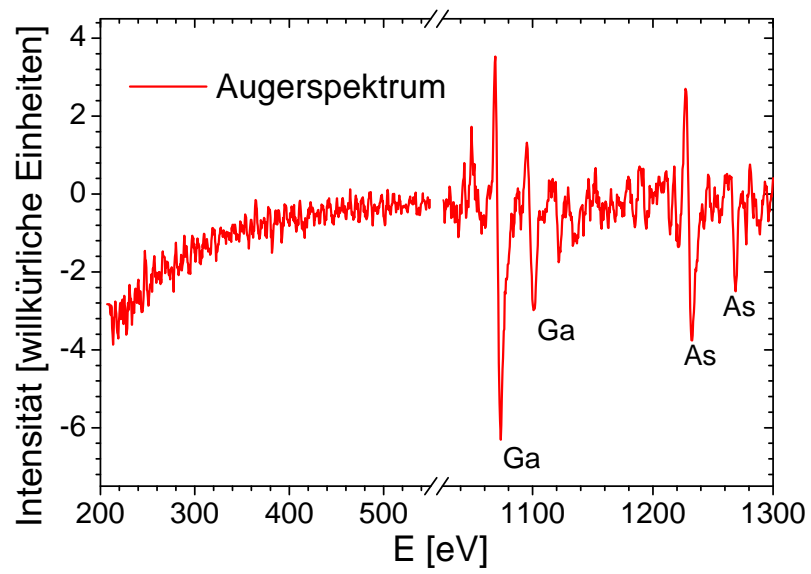


Abbildung 4.9: Augerspektrum eines typischen GaAs-Substrates. Der identifizierten Peaks sind eingezeichnet. Kohlenstoff würde sich bei 271 eV und Sauerstoff bei 503 eV befinden, beide Verunreinigungen sind aber hier nicht nachzuweisen.

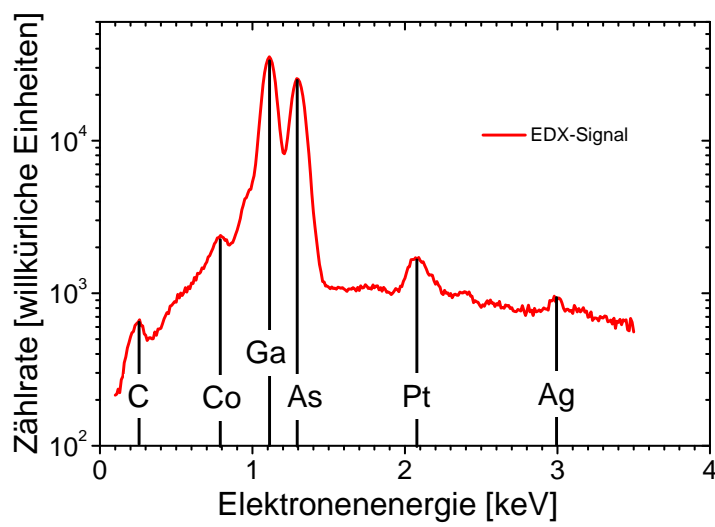


Abbildung 4.10: EDX-Spektrum eines 5 nm-Kobalt-Filmes, abgedeckt mit 2 nm Silber und 3 nm Platin. Die Primärenergie betrug 10 keV, so dass die Gallium und Arsenpeaks auf Grund der großen Eindringtiefe der Elektronen sehr ausgeprägt sind.

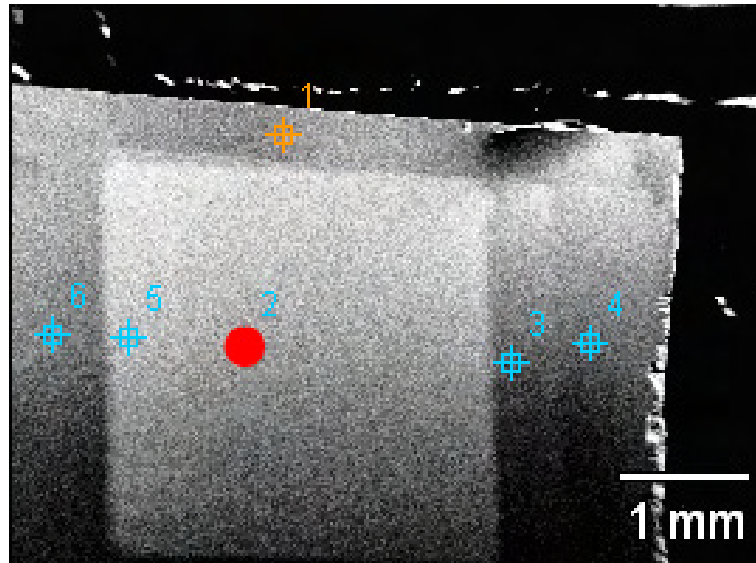


Abbildung 4.11: SEM-Aufnahme des 5 nm Kobaltfilms mit 2 nm Silber und 3 nm Platin abgedeckt. Am rechten und oberen Bildrand erkennt man die Grenzen des Substrates.

4.2.2 Hysterese und leichte Richtung der Magnetisierung

Eine typische In-situ-Hysterese wird in Abbildung 4.13 gezeigt. Aufgetragen ist die Magnetisierung normiert auf ± 1 über dem Feld in mT. Die Temperatur wurde zunächst auf 190 K gebracht und eine Hysteresekurve gemessen. Währenddessen wurde die Temperatur auf etwa ± 1 K konstant gehalten, genau wie für die anderen Messpunkte, die in der Grafik 4.14 mit den dazu ermittelten Koerzitivfeldern aufgetragen sind. Eindeutig zu erkennen ist der lineare Zusammenhang zwischen Temperatur und Koerzitivfeld mit einer Steigung von $-0,085 \pm 0,003$ mT/K in diesem Temperaturbereich. Somit ist gezeigt, dass temperaturabhängige MOKE-Messungen in-situ durchgeführt werden können.

Die Koerzitivfelder der temperaturabhängigen Messung sind jedoch insgesamt sehr hoch; und man kann beobachten, dass die Messungen nicht exakt entlang einer leichten Richtung liegen, da die Hysteresen nicht gesättigt sind. Dies liegt in erster Linie daran, dass die Substratebene nicht parallel zur Feldrichtung liegt, wie es bereits in Kapitel 3.3.2 beschrieben wurde. Außerdem konnten die Proben auf Grund der Befestigungsbleche nur an den äußeren Rand des Magneten gebracht werden, so dass sie sich teilweise im inhomogenen Streufeld befanden. Dadurch werden die angegebenen Magnetfelder insgesamt größer sein, als sie am Ort der Probe gewesen sind.

Aufgrund technischer Probleme konnten leider nicht alle eingebauten Substrate verwendet werden, so dass keine quantitative Aussage über die leichten Richtungen der

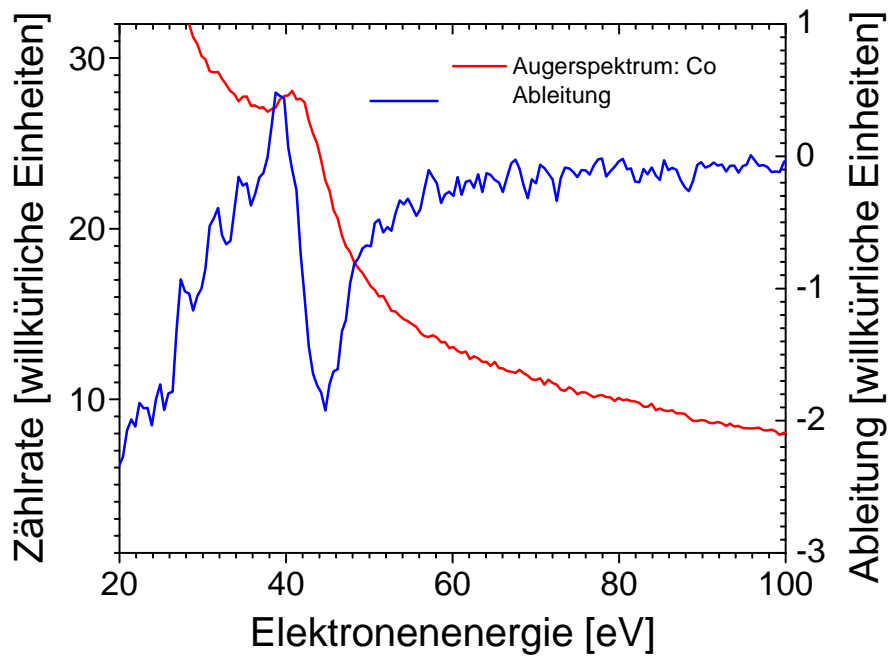


Abbildung 4.12: Auger-Spektrum eines 2,2 nm dicken Kobaltfilmes. Besonders deutlich ist der niederenergetische Minimalwert bei 53 eV. Die anderen Peaks sind hier nicht dargestellt, da das Spektrometer erst in dieser Arbeit in Betrieb genommen wurde und nicht optimal funktionierte. Es waren keine für Kohlenstoff oder Sauerstoff typischen Augerübergänge zu finden, obwohl diese bei anderen untersuchten Probensystemen eindeutig und gut zu erkennen waren.

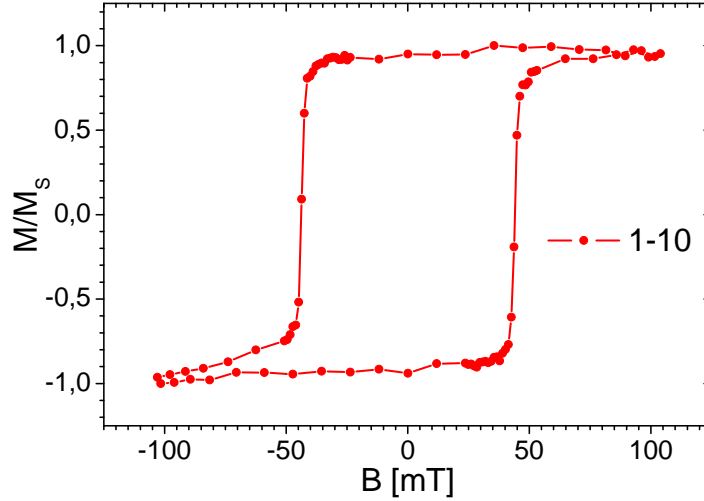


Abbildung 4.13: In situ MOKE-Messung an 2,2 nm Co/{P4x6}GaAs(001) entlang der $[1\bar{1}0]$ -Richtung bei 190 K.

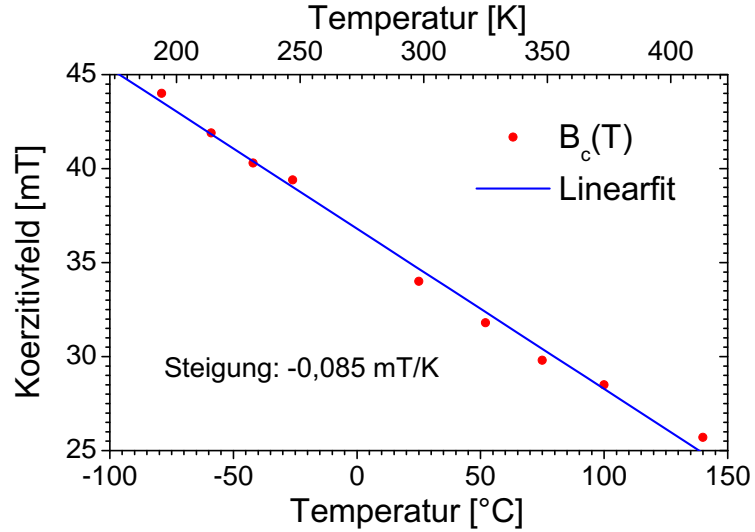


Abbildung 4.14: Die Temperaturabhängigkeit im Bereich von 190 K – 410 K mit einer Steigung von $(-0,085 \pm 0,003)$ mT/K.

Magnetisierung oder die Anisotropiekonstanten gemacht werden konnte. Es kann lediglich gesagt werden, dass die $[1\bar{1}0]$ -Richtung keine schwere ist.

Zur genaueren Untersuchung wurden 1,2 nm, 2,0 nm und 5 nm Filme mit 2 nm Silber und 3 nm Platin abgedeckt und ex situ untersucht, wie es im folgenden Kapitel beschrieben wird. Dort wird auch diskutiert, ob und wie die oben genannte Lage der leichten Richtung erklärt werden kann, und welche Zähligkeit die Anisotropie besitzt.

4.2.3 Ex situ Messungen Co/{P4x6}GaAs(001)

Um den geringen Einfluss der Deckschichten auf die magnetischen Eigenschaften zu zeigen, ist in Abbildung 4.15 die Messung einer 1,2 nm Probe entlang der $[1\bar{1}0]$ -Richtung gezeigt. Das Koerzitivfeld entspricht mit $8,3 \pm 0,5$ mT mit einer Abweichung von +13% ungefähr dem der in situ Messungen ($7,3 \pm 0,3$ mT), wodurch der zumindest geringe Einfluss der Silber und Platin Schichten gezeigt ist. Die Abweichungen können durch die Messung im Streufeld des Magneten erklärt werden (Vgl. 3.3.2).

Es wurden MOKE-Messungen entlang verschiedener kristallographischer Achsen durchgeführt, wie es in Abbildung 4.16 gezeigt ist. Die Messungen zeigen typische Hysteresen für Messungen entlang einer leichten ($[1\bar{1}0]$) und schweren ($[110]$) sowie zwei mittelschweren Richtungen ($[100]$ und $[010]$) für beide gezeigten Schichtdicken. Dies widerspricht den bisherigen Ergebnissen einer kubischen Anisotropie mit der leichten Achse entlang $\langle 100 \rangle$ [WDJ⁺98] bei 1,7 nm (abgedeckt mit 1,5 nm Mn) bzw. [BGB⁺93] bei 4 nm Schichtdicke. Die dortigen Koerzitivfelder der leichten Richtungen liegen mit etwa 5 mT zwar in der gleichen Größenordnung der hier gemessenen mit 7,5 mT – 10 mT, sind aber dennoch alle kleiner.

Der Unterschied der gemessenen Systeme liegt in der Wahl der Rekonstruktion der Oberfläche. Während die zitierten Quellen beide eine 4x2-Rekonstruktionen (arsenreich) verwendet haben, wurde in dieser Arbeit die {P4x6}-Rekonstruktion verwendet.

Um die kubische Anisotropie von bcc-Kobalt zu untersuchen wäre eine symmetrische Rekonstruktion erforderlich, wie sie z.B. für GaAs(001) in [BJENS90] beschrieben wird. Das Substrat muss hierfür in einer Arsenatmosphäre präpariert werden, die in der gegebenen Apparatur nicht geschaffen werden konnte. Der Arsenreichtum dieser (und der 4x2) Rekonstruktion ist – wie bereits erwähnt – unerwünscht, da Diffusion von Arsen an die Oberfläche auftritt [XJR⁺87]. Außerdem werden Grenzflächeneffekte ausgeprägter, da es zu starkem Intermixing zwischen Kobalt und Arsen kommen wird.

Bei dem System Fe/{P4x6}GaAs(001) ist bekannt, dass die Rekonstruktion einen uniaxialen Beitrag zur Anisotropie liefert, so dass die leichte Richtung parallel zur $[110]$ -Richtung liegt [ZKLF06]. Die Gitterfehlpassung ist in diesem Fall nicht biaxial, wie es z.B. bei dem in dieser Arbeit untersuchten Fe₃Si der Fall ist.

Für bcc Eisen und bcc Kobalt sind die doppelten Gitterkonstanten mit einer Abweichung von +1% bzw. –0,3% gut übereinstimmend mit der von Galliumarsenid (siehe Kapitel 2.4). Die leichten Achsen unterscheiden sich jedoch in einer Drehung um 90°.

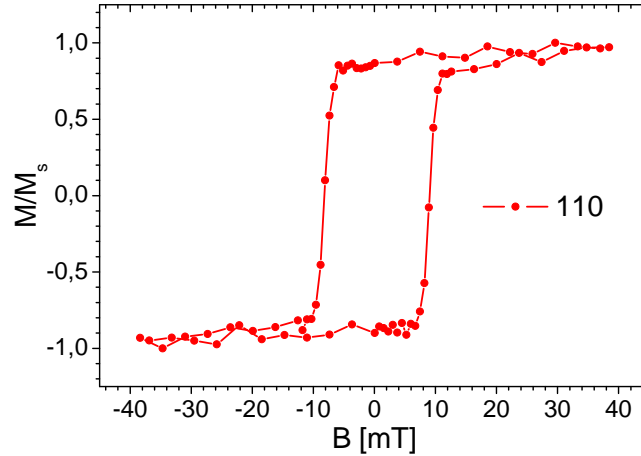


Abbildung 4.15: In situ MOKE Messung entlang $[110]$ einer 1,2 nm-Probe bei Zimmer-temperatur.

Kobalt hat die leichte Achse entlang $[1\bar{1}0]$ und Eisen entlang $[110]$. Zu dem gleichen Ergebnis bezüglich der leichten Achse von Kobalt kommen [MTG⁺04].

Diese Drehung der leichten Achse der uniaxialen Anisotropie kann dadurch verursacht worden sein, dass die Gitterfehlanspassung ein unterschiedliches Vorzeichen besitzt. Dies wird z. B. für Fe/GaAs bzw. Fe/InAs beobachtet, wie es in [MGM⁺03] beschrieben wird. Leider werden hierbei unterschiedliche Rekonstruktionen ($\{P4x6\}$ bzw. $4x2$) verwendet, so dass die eigentliche Ursache der Verdrehung nicht definitiv geklärt ist.

In Abbildung 4.17 sind die Spektren der FMR-Messungen entlang der durch den MOKE bestimmten leichten und schweren Richtung gezeigt. Trotz der sehr schwachen Signals kann man erkennen, dass die Resonanzlinie bei 150 mT sich zu kleineren Werten verschiebt, wenn die Probe in die leichte Richtung gedreht wird.

Die zweite Resonanz in der schweren Richtung kann durch eine nicht um die Richtung des externen Magnetfeldes präzedierende Magnetisierung erklärt werden (*not aligned Mode*). Daher benötigt man nur ein kleineres externes Magnetfeld um die Resonanzbedingung zu erfüllen.

Die Ursache für die Drehung der leichten Achse um 90° konnte bisher nicht gefunden werden, aber es wird vermutet, dass diese auf Grund des unterschiedlichen Vorzeichens der Unterschiede in der Gitterkonstanten, und der damit verbundenen unterschiedlichen Gitterfehlanspassung zustande kommt.

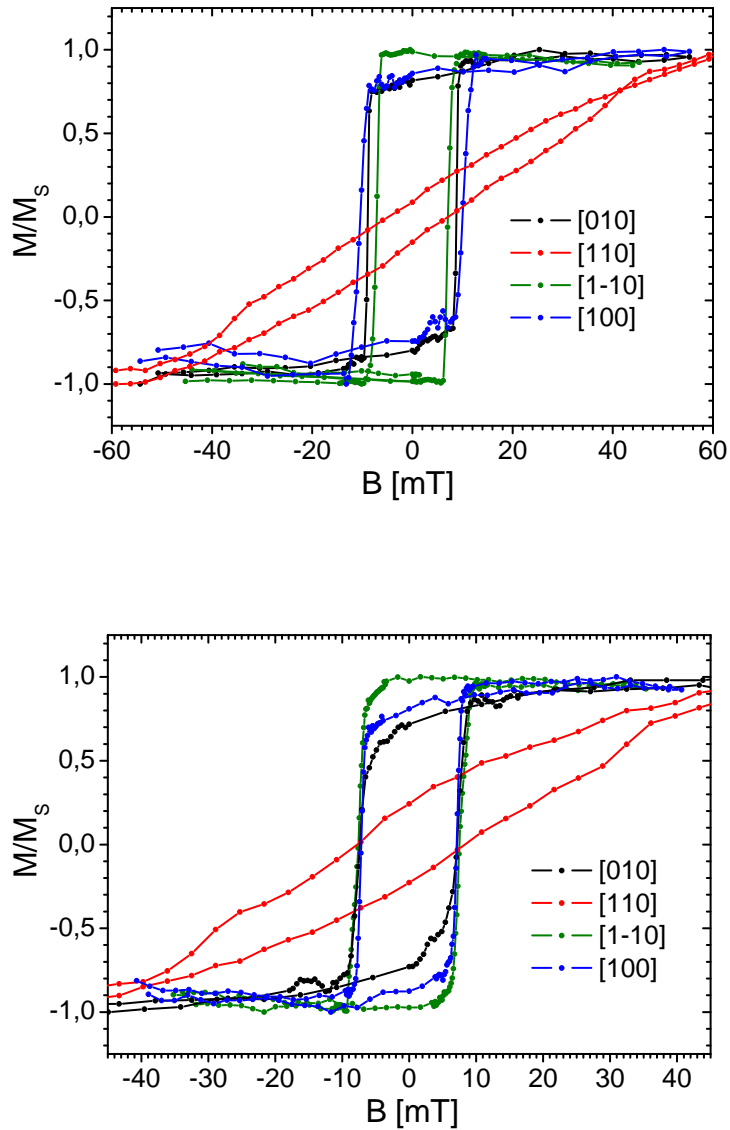


Abbildung 4.16: Ex situ Messung entlang der verschiedenen kristallografischen Richtungen einer 1,2 nm- (oben) und 2,0 nm-Probe mit 2 nm Ag und 3 nm Pt bei Zimmertemperatur.

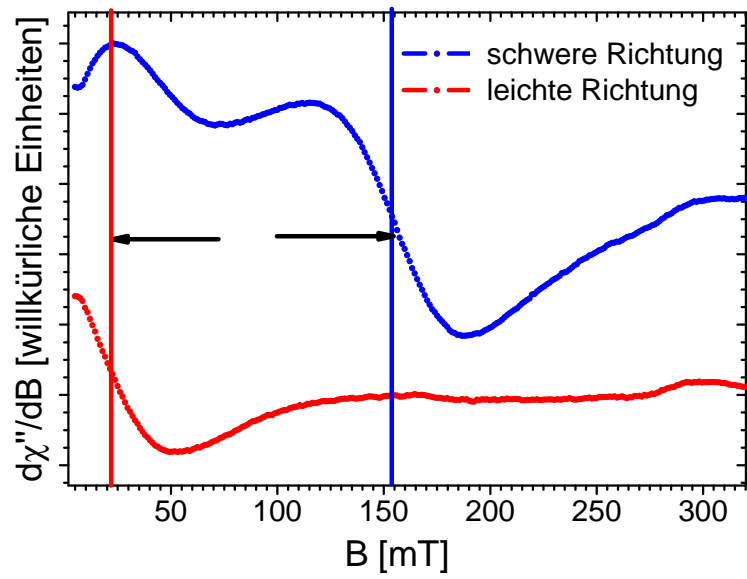


Abbildung 4.17: FMR-Spektrum 2 nm Co/{P4x6}GaAs(001) mit 2 nm Ag und 3 nm Pt bei Zimertemperatur.

Zwar wurde in dieser Arbeit qualitativ (auf Grund der fehlenden Sättigung der Magnetisierung) die dominierende uniaxiale Anisotropie und die damit verbundene leichte Achse ermittelt, jedoch sollten noch winkelabhängige FMR- und Intensitäts-Spannungs-LEED-Messungen durchgeführt werden, um die Gitterverzerrung und die Anisotropie-terme quantitativ zu bestimmen und mit denen von Eisen zu vergleichen um die Ursache der Verdrehung der leichten Achse finden.

Um die Qualität der hergestellten Kobaltfilme zu untersuchen, wurden Aufnahmen mit dem Raster-Kraft-Mikroskop (Atomic Force Microscope AFM) erstellt. Diese zeigen leider, dass die Oberfläche sehr rauh ist. Es konnte im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht festgestellt werden, ob diese Rauigkeit bereits bei dem eigentlichen Film zu beobachten ist, oder diese durch das schnellere Aufdampfen des Silbers verursacht wurde. Auch hier besteht demnach weiterer Untersuchungsbedarf.

Grafik 4.18 zeigt das Höhenprofil eines 5 nm-Filmes mit 2 nm Silber und 3 nm Platin. Die Rauigkeit ist ausgesprochen hoch und liegt nach entsprechender Auswertungssoftware bei 5 nm. Dies deutet auf ein inselartiges Wachstum hin. Trotzdem zeigen die Filme ein an den kristallografischen Achsen ausgerichtetes, magnetisch anisotropes Verhalten und zeugen somit von epitaktischem Wachstum.

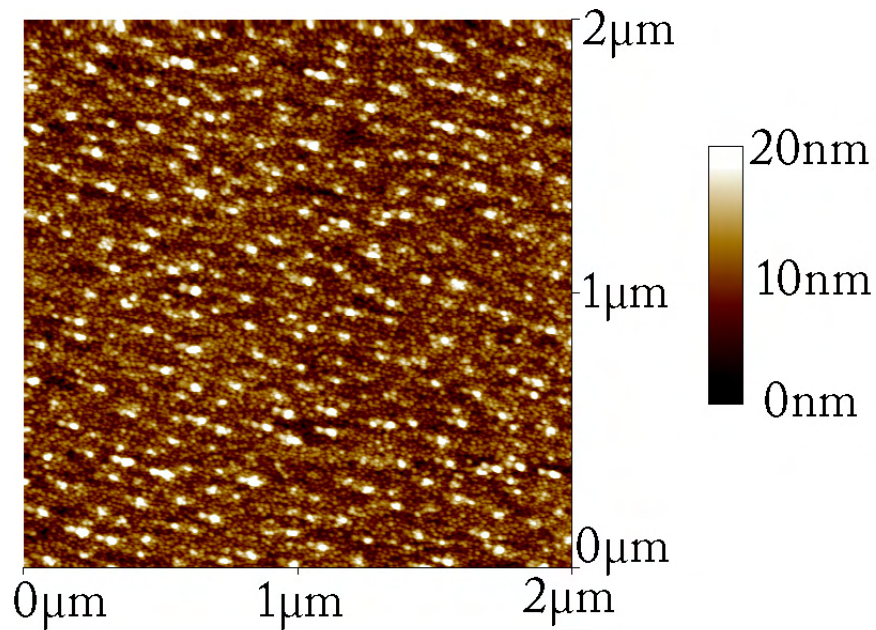


Abbildung 4.18: AFM Aufnahme von 3 nm Pt / 2 nm Ag / 5 nm Co / {P4x6}GaAs(001). Die Oberflächenrauigkeit ist im Vergleich zu anderen Proben (z.B. Fe/GaAs(001)) recht groß. Es konnte jedoch nicht festgestellt werden, bei welchem Aufdampfprozess diese Rauigkeit entstanden ist. Ein Annealingschritt bei 450 K hatte bei einer anderen untersuchten Probe die magnetischen eigenschaften zerstört, so dass der gezeigte Film nicht geglättet wurde.

5 Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, den magnetooptischen Kerr Effekt in und ex situ messbar zu machen. Die verwendete UHV-Kammer wurde in weiten Teilen zum ersten Mal erfolgreich in Betrieb genommen und den Bedürfnissen angepasst.

Der Erfolg der Aufbau- und Programmierarbeiten wurde durch Messungen von Hysteresekurven der beiden Systeme $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ und $\text{Co}/\{\text{P4x6}\}\text{GaAs}(001)$ gezeigt. Insbesondere das erste System wurde bezüglich der strukturellen Qualitäten und der magnetischen Eigenschaften ausführlich untersucht.

Darüber hinaus wurden qualitative Ergebnisse bezüglich der leichten Richtung der Magnetisierung von $\text{Co}/\{\text{P4x6}\}\text{GaAs}(001)$ und quantitative Ergebnisse über die Beiträge der in-plane Anisotropiekonstanten von $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ gefunden. Es wurde eine dominierende kubische Anisotropie gefunden, die von einer uniaxialen Anisotropie überlagert ist. Die leichte Achse dieser ist nicht parallel zu einer der leichten Achsen der kubischen Anisotropie.

Mit vergleichenden Messungen der ferromagnetischen Resonanz wurde ein Verkipfungswinkel der leichten uniaxialen Anisotropierichtung bestimmt. Zur Ermittlung von $K_{2\parallel}$ mit Hilfe der MOKE-Hysteresen, unter der Voraussetzung der verdrehten leichten Achse, wurde ein Modell aus der Literatur angepasst und ermöglicht nun so die leichte und schnelle Bestimmung von $K_{2\parallel}$ bei Messung entlang der kristallografischen Richtungen.

Die Ursache der genannten Verkipfung konnte zwar nicht eindeutig geklärt werden, aber es wurden in dieser Arbeit Hinweise genannt, die auf einen kompositionellen Gradienten hindeuten und es wurde eine eindeutige Schichtdickenabhängigkeit ermittelt, die auf einen Grenzflächeneffekt deutet.

Bezüglich des $\text{Co}/\{\text{P4x6}\}\text{GaAs}(001)$ -Systems konnten bisher keine quantitativen Ergebnisse erzielt werden, aber die leichte Richtung der Magnetisierung für die Schichtdicken 1,2 nm und 2 nm wurden als $[1\bar{1}0]$ -Richtung identifiziert. Im Rahmen dieser Arbeit stellten sich deutliche Unzulänglichkeiten des Probenhalters heraus. Erst während dieser Arbeit wurde parallel ein Transfermechanismus für die verwendete UHV-Kammer entwickelt, der in der nachfolgenden Modifikation die Präparierung und Untersuchung von denselben Probensystemen mit MOKE und FMR erlauben könnte.

Neuer Probenhalter für in situ ferromagnetische Resonanz und magnetooptischen Kerr Effekt

Der derzeitige Probenhalter eignet sich nur für Messungen diskreter, kristallographischer Achsen durch Auswahl der entsprechenden Substrate. Theoretisch könnten maximal sechs verschiedene Orientierungen beim Belüften der UHV-Anlage eingebaut werden. Nicht alle Substratplätze können jedoch gleich gut benutzt werden, da es teilweise Probleme mit Heizungsleitungen und dem Sputterprozess gab. Der größte Nachteil ist, dass man, um verschiedene Kristallrichtungen messen zu können, auf sehr präzise Reproduzierbarkeit der Schichtdicken und Substratpräparation angewiesen ist. Andernfalls würden Messungen entlang verschiedener Richtungen nur schwer zu einem gemeinsamen Ergebnis zusammengefasst werden können.

Ein weiterer großer Nachteil des Probenhalters ist, dass dieser – magnetische Messungen betreffend – nur auf MOKE-Messungen ausgelegt ist. Wünschenswert wäre ein Probenhalter, der MOKE- und FMR-Messungen an der selben Probe erlaubt. Außerdem sollten winkelabhängige Messungen für beide Methoden gleichermaßen möglich sein.

Im Rahmen der Promotion von A. Trunova wurde ein Transfermechanismus konstruiert, der das Einschleusen von Substrathaltern in die UHV-Kammer über die angeschlossene Plasmakammer (Vgl. Abbildung 3.1) ermöglicht. In einer zukünftigen Arbeit könnte ein Substrathalter konstruiert werden, der eine Rotation in der Ebene für MOKE- und FMR-Messungen erlaubt. Hierfür müsste das Substrat auf einem Teller befestigt werden, der im UHV gedreht werden kann. Ein Konzept ohne Transfermechanismus hat sich bereits bei anderen Arbeiten von K. Zakeri und I. Barsukov in der Arbeitsgruppe Farle als praktikabel erwiesen. Eine Drehdurchführung wird als Schraubendreher benutzt, mit dem der Substrathalter gedreht werden kann.

Als zu lösende Probleme bezüglich des Transferstabes sind das Erreichen der nötigen hohen Temperaturen zur Substratpräparation und das Erreichen der niedrigen Temperaturen für die Messungen anzusehen. Für die tiefen Temperaturen sollte also – aus Gründen der thermischen Leitfähigkeit – der Molybdänteil durch Kupfer ersetzt werden. Hierzu würde sich die Konstruktion eines neuen Transferstabes anbieten, wie in Abbildung 5.1 vorgeschlagen. In ihm ist eine Heizung und Temperaturmessung integriert. Wie in Kapitel 3.3.2.2 beschrieben, würde eine Heizung aus einer Wolframwicklung in den Probenhalter eingelassen werden. Das Thermoelement würde außen in einer Vertiefung verlaufen und kurz vor Ende des Transferstabes ins Innere verlagert werden, so dass die Temperaturmessstelle vollkommen von Kupfer umschlossen ist und kein FMR-Signal erzeugt.

Für den Substrathalter ist noch die volle Drehbarkeit in der Ebene zu realisieren, ohne dass sich diese während der Bewegung des Manipulators ändert. Ein Vorschlag ist in der selben Skizze 5.1 rechts zu sehen. Abweichend von den bisher konstruierten Modellen wird dieser quader- statt würfelförmig. Dies erlaubt die quer eingelassene Schraube. Auf

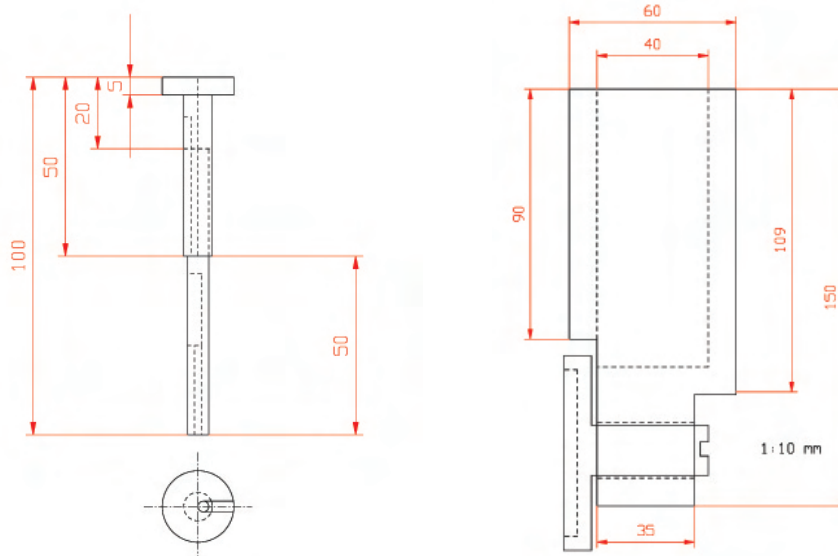


Abbildung 5.1: Entwurf zur Konstruktion eines neuen Probenhalters. Gezeigt ist der heizbare Transferstab der am Kryostaten befestigt wird (links) und der Substrathalter (rechts, Maßstab 1:10), der in die Kammer eingeschleust werden kann.

dieser wird eine quadratische Mulde für die Substrate ausgearbeitet. Über den Spalt, der rechts zu sehen ist, lässt sich die Probe in der Ebene mittels Drehdurchführung mit einem Schraubendreher rotieren. Evtl. muß noch eine Fixierung hinzugefügt werden, damit keine selbsttätige Drehung durch Vibrationen an der Kammer stattfindet, wie es bereits anderweitig beobachtet wurde.

Insgesamt könnte so eine volle winkelabhängige FMR- und MOKE-Messung in der Ebene sowie zusätzlich eine FMR-Messung aus der Ebene durchgeführt werden. MOKE kann ebenfalls in polarer Geometrie durchgeführt werden. Es können neue Substrate in die Kammer geschleust werden, ohne dass diese belüftet werden muss. Der Probenhalter lässt sich während des Aufdampfens deutlich näher an die Blende bringen, so dass die Filme eine besser definierte Begrenzung und Position haben. Für die Messungen der verschiedenen kristallografischen Richtungen könnte die selbe Probe verwendet werden. Außerdem können die Proben in der angebauten Kammer mit Sauerstoff- oder Wasserstoffplasma behandelt werden.

Zur Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses wird in Zukunft eine Intensitätsnormierung durchgeführt werden. Die benötigten Teile sind bereits vorhanden, konnten aber aus

Zeitgründen nicht mehr eingesetzt werden. Das eine Intensitätsnormierung die Messung nicht verfälscht, kann im Anhang C nachgelesen werden.

A Messsoftware und Messabläufe

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine komplette Software zur Messung des MOKE erstellt. Ein Screenshot des Programms ist in Abbildung A.1 zu sehen. Das Programm wurde äußerst variabel gestaltet, so dass sehr viele Funktionen vorhanden sind, die jedoch nicht alle erwähnt werden. Zunächst einmal sieht man links im Bild die Anzeige-Karteikarten, hier eine gemessene Hysterese zur Bestimmung des genauer zu messenden Bereiches. Rechts im Bild sind die wichtigsten Steuerfunktionen zu sehen. Unter den verschiedenen Karteikarten sind noch andere Steuerfunktionen, wie z.B. vollautomatische winkelabhängige Messung oder automatische Normierung der Hysteresen auf ± 1 , zu finden.

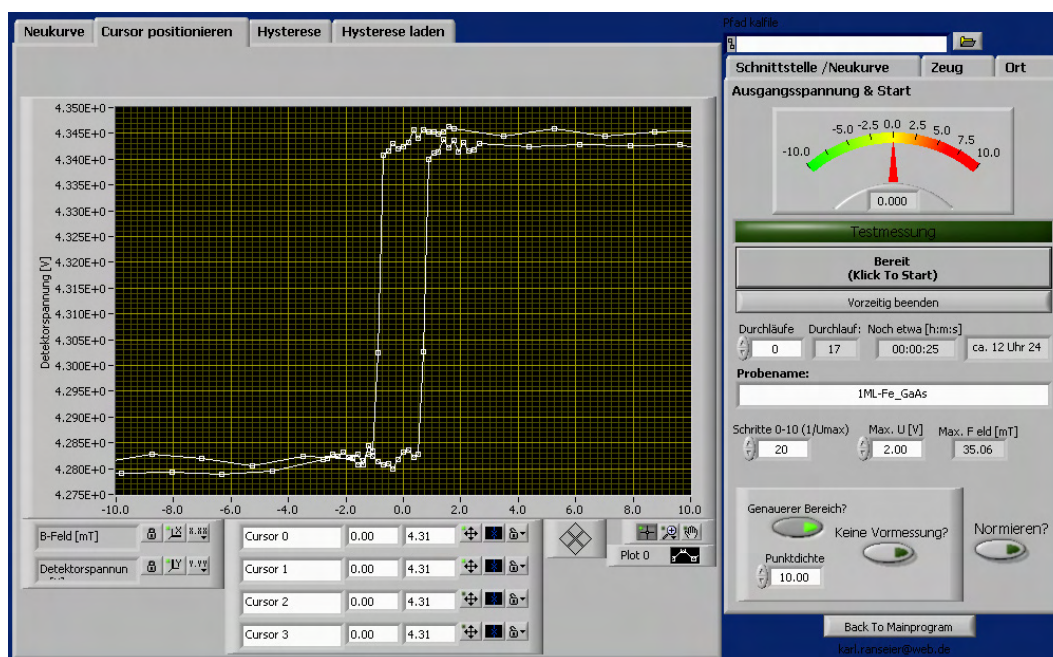


Abbildung A.1: Auswahl des genauer zu messenden Bereichs des MOKE-II Programmes.

Ganz oben rechts im Bild kann eine Kalibrierungsdatei ausgewählt werden. Diese beinhaltet eine zuvor mit dem selben Programm erstellte Information bezüglich aus-

zugebender Steuerspannung und erreichtem Magnetfeld. Durch diese Kalibriermethode kann jeder beliebige Magnet verwendet werden. Andere Netzteile können ebenfalls sofort verwendet werden, sofern diese über einen analogen Eingang verfügen.

Das Anzeigemodul zeigt die aktuelle Ausgangsspannung an. Prinzipiell werden alle Daten während jeder Messung gespeichert, es sei denn der Button *Testmessung* wird durch Klicken aktiviert. Die Messung wird mit dem sich darunter befindlichem Knopf gestartet.

Als regelmäßig zu ändernde Parameter sind die Anzahl der zu mittelnden Messungen, der Probenname, die zu verwendenden Schritte und die maximale Ausgangsspannung direkt auf der Hauptansicht zu sehen. Eine Standardmessung kann hiermit durchgeführt werden.

In der Regel sind einzelne Feldbereiche wichtiger – z.B. sollte das Umklappen der Magnetisierung in kleineren Feldschritten durchgeführt werden, um evtl. uniaxiale Anteile sehen zu können. Dazu kann ein genauere Messbereich ausgewählt werden, indem erst eine einfache Messung gemacht wird, und anschließend im in Abbildung A.1 gezeigten Graphen mittels Mausclick Felder markiert werden, die den genaueren Messbereich definieren. Vier dieser Markierungen bestimmen den Bereich; anschließend kann dann ausgewählt werden, ob sich die genaueren Bereiche überlappen sollen, oder nicht (siehe Screenshot A.2). Unter *Punktdichte* kann eingestellt werden, um welchen beliebigen

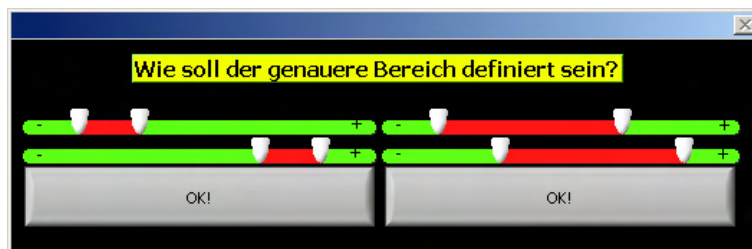


Abbildung A.2: Popup zu Auswahl des genauer zu messenden Bereiches.

Faktor zwischen den Cursors genauer gemessen werden soll.

Da keine Intensitätsnormierung durchgeführt wird, werden zeitliche Änderungen der Intensität des Lasers durch den Messvorgang eliminiert. Es werden in relativ kurzer Zeit gesamte Hysteresekurven gemessen, die nach jedem einzelnen Durchgang gemittelt werden. Somit kann in der Regel innerhalb von Sekunden entschieden werden, was für ein Ummagnetisierungsverhalten vorliegt. Die Anzahl der durchzuführenden Mittelungen kann vor und während der Messung variiert werden.

Die erste Messung beginnt bei positiven Steuerspannungen und wird dann reduziert bis hin zu negativen Spannungen, von denen aus die Hysterese vervollständigt wird. Die nachfolgende Messung beginnt bei negativen Steuerspannungen und durchfährt ebenfalls die ganze Hysterese. Bei der Mittelung dieser beiden Messungen heben sich gleichmäßige

Drifts auf, wie sie z.B. durch thermische Veränderung der Photodiode oder Ausdehnung einzelner Bauteile verursacht werden würden.

Die Aufnahme der einzelnen Messpunkte erfolgt durch Einstellen, Warten und Messen. Die Steuerspannung wird ausgegeben, und ein entsprechendes magnetisches Feld stellt sich ein. Die Software wartet eine vorher zu bestimmende Zeit – in der Regel 30 – 70 ms, abhängig von der gewählten Zeitkonstanten am Keithley – und erfaßt anschließend den kontinuierlich aufgenommenen Spannungswert am KeithleyTM Multimeter. Der nächste Feldwert wird angefahren, und die Prozedur fortgesetzt. Nach Ende einer jeden Hysterese wird das maximale Feld umgepolt. Hierbei wird etwa 1000 ms gewartet.

Dass die Wartezeit hinreichend ist, wird durch eine Testmessung bestätigt. Anstatt der Spannung am Detektor wird die Steuerspannung über das KeithleyTM Multimeter ausgelesen. Wenn auf- und absteigender Ast einer Hysterese keine identische Gerade mit dem selben Offset bilden, muss die Wartezeit erhöht werden. Ein Offset einer der beiden Äste würde auf eine zu große Mittelungszeit im Vergleich zur Wartezeit deuten.

Bestätigt wird dies durch die Berechnung: Das Netzteil hat eine Stromänderungsrate von $1,25\text{A}/\mu\text{s}$, so dass selbst die maximale Stromänderung von 40 A als unter eine ms angenommen werden kann. Das Keithley-Multimeter mittelt über 0,1 oder eine Schwingung der Spannungsversorgung, also $50\text{ Hz} \rightarrow 2\text{ ms}$ bzw. 20 ms ; entsprechend kann nach der doppelten Wartezeit davon ausgegangen werden, dass der richtige Messwert erfasst wird. Die Wartezeiten vor der Erfassung ist mit 30 – 70 ms das 3,5 – 25-fache und vollkommen hinreichend.

Der Photodetektor kann Frequenzen bis zu 50 kHz auflösen, so dass die Reaktionszeit in jedem Fall hinreichend gut ist.

B Software zur Probensteuerung und allgemeine Hardware

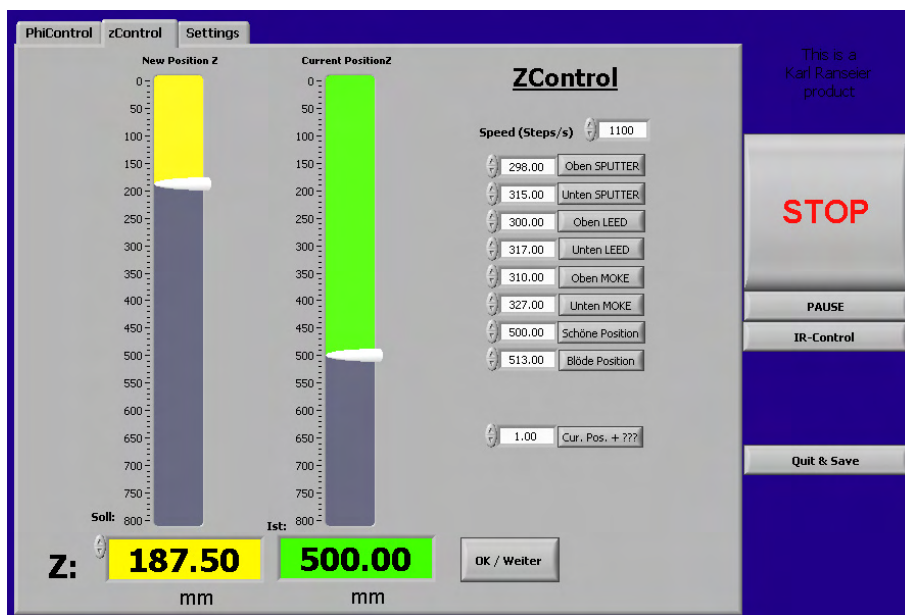


Abbildung B.1: Gezeigt ist ein Screenshot zur Z-Manipulation der Probe in der UHV-Kammer. In das gelbe Steuerelement wird das Ziel eingegeben, während in grün der aktuelle Wert angezeigt wird. Es gibt verschiedene Positionen, die mit einem Klick angefahren werden können.

B.1 Mobiler Messrechner

Da die Computereinheit für ex und in situ MOKE-Messungen an verschiedenen Orten verwendet werden musste, wurde ein Fahrgestell mit einem 19 Zoll-Rack und Arbeitstisch aufgebaut. Der Wagen enthält die gesamte Hard- und Software für die MOKE-

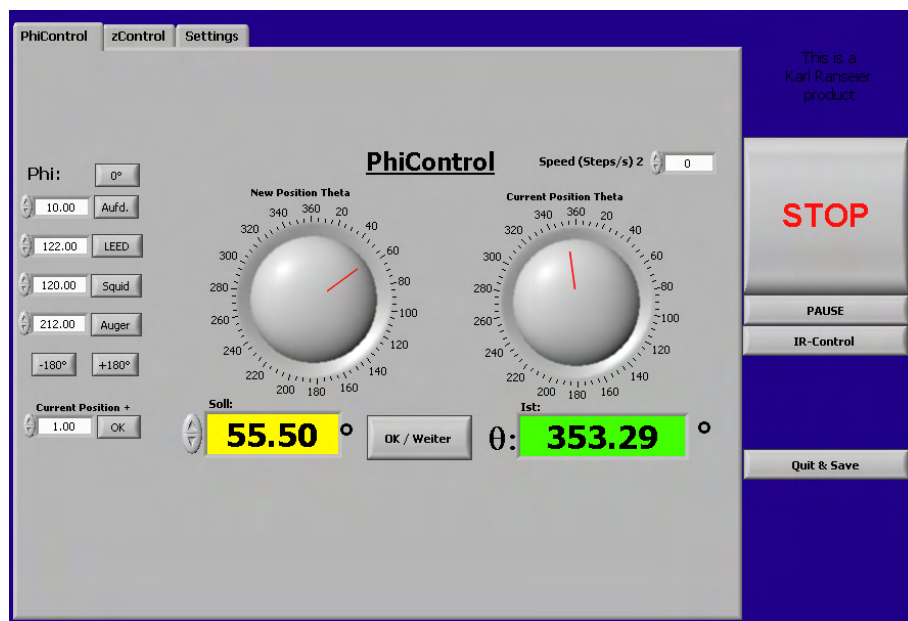


Abbildung B.2: Gezeigt ist ein Screenshot zur Theta-Manipulation der Probe in der UHV-Kammer. In das gelbe Steuerelement wird das Ziel eingegeben, während in grün der aktuelle Wert angezeigt wird. Es gibt verschiedene Positionen, die mit einem Klick angefahren werden können.

Messungen. Außerdem bietet er die Möglichkeit Proben­temperatur, Kryostattemperatur und Kammerdruck digital aufzuzeichnen. In der dazugehörigen, selbstgeschriebenen Software können Alarme für alle Messparameter eingestellt werden, so dass die Substrat­präparation weitgehend unbeaufsichtigt gelassen werden kann.

Die Daten können an beiden Standorten über Netzwerk – bisher nur FTP – an andere Rechner übertragen werden.

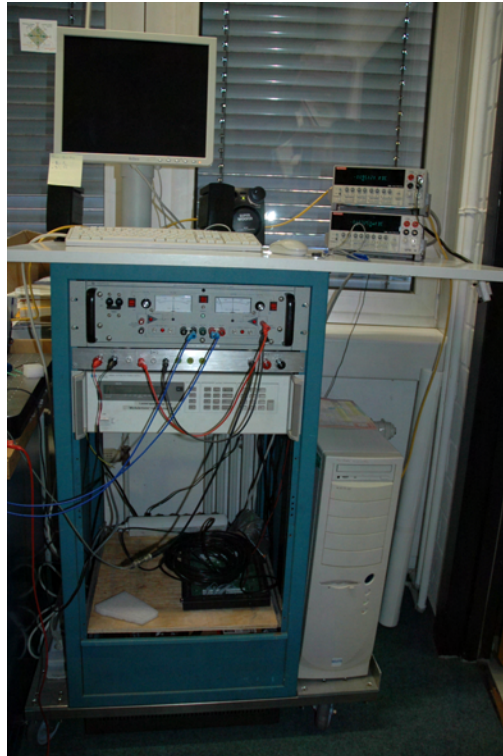


Abbildung B.3: Mobiler Messrechner mit der kompletten Soft- und Hardware für MOKE-Messungen.

C Zur Intensitätsnormierung

Eine einfache Störung in der Intensität setzt sich aus einem konstanten Anteil I_{01} bzw. I_{02} und einem Schwingungsanteil I_1 bzw. $I_2 \cdot \sin(\omega t)$ zusammen. Dabei stehen 1 und 2 für die verschiedenen Messtellen. Bei Division beider Terme ergibt sich

$$\text{Messwert} = \frac{I_{01} + I_1 \cdot \sin(\omega t)}{I_{02} + I_2 \cdot \sin(\omega t)} \quad (\text{C.1})$$

Unter der Annahme, daß Offset und Oszillation von I_2 sich ausschließlich um den Proportionalitätsfaktor α von I_1 unterscheiden (gilt wenn $I_{dunkel} \approx 0$ und beide Dioden linearisiert sind), erhält man

$$\begin{aligned} I_{02} &= \alpha \cdot I_{01} \\ I_2 &= \alpha \cdot I_1 \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

Durch Einsetzen erhält man

$$\text{Messwert} = \frac{I_{01} + I_1 \cdot \sin(\omega t)}{\alpha \cdot I_{01} + \alpha \cdot I_1 \cdot \sin(\omega t)} = \frac{I_{01} + I_1 \cdot \sin(\omega t)}{\alpha(I_{01} + I_1 \cdot \sin(\omega t))} = \frac{1}{\alpha} \quad (\text{C.3})$$

Die gemessene Intensität ist lediglich durch den reziproken Proportionalitätsfaktor skaliert und man erhält einen konstanten Messwert für die normalisierte Lichtstärke.

Literaturverzeichnis

- [Ada85] ADACHI, Sadao: GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Material parameters for use in research and device applications. In: *J. Appl. Phys.* 58 (1985), Aug., Nr. 3, S. R1–R29. DOI: [10.1063/1.336070](https://doi.org/10.1063/1.336070) 24
- [BB48] BARDEEN, J.; BRATTAIN, W. H.: The Transistor, A Semi-Conductor Triode. In: *Phys. Rev.* 74 (1948), Jun., S. 230–231. DOI: [10.1103/PhysRev.74.230](https://doi.org/10.1103/PhysRev.74.230) 13
- [BGB⁺93] BLUNDELL, S. J.; GESTER, M.; BLAND, J. A. C.; DABOO, C.; GU, E.; BAIRD, M. J.; IVES, A. J. R.: Structure induced magnetic anisotropy behavior in Co/GaAs(001) films. In: *J. Appl. Phys.* 73 (1993), May, Nr. 10, S. 5948–5950. DOI: [10.1063/1.353531](https://doi.org/10.1063/1.353531) 65
- [BJENS90] BIEGELSEN, D. K.; J. E. NORTHRUP, R. D. B.; SWARTZ, L.-E.: Surface reconstructions of GaAs(100) observed by scanning tunneling microscopy. In: *Phys. Rev. B* 41 (1990), Mar., Nr. 9, S. 5701–5706. DOI: [10.1103/PhysRevB.41.5701](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.41.5701) 65
- [Boz51] BOZORTH, R.M.: *Ferromagnetism*. D. Van Nostrand Company, New York, 1951 22
- [Bru89] BRUNO, Patrick: Tight-binding approach to the orbital magnetic moment and magnetocrystalline anisotropy of transition-metal monolayers. In: *Phys. Rev. B* 39 (1989), Jan., S. 865–868. DOI: [10.1103/PhysRevB.39.865](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.865) 16
- [BS04] BERGMANN, Ludwig; SCHÄFER, Clemens; NIEDRIG, Heinz (Hrsg.): *Lehrbuch der Experimentalphysik*. Gruyter, 2004 18
- [BSC96] BRUNO, P.; SUZUKI, Y.; CHAPPERT, C.: Magneto-optical Kerr effect in a paramagnetic overlayer on a ferromagnetic substrate: A spin-polarized quantum size effect. In: *Phys. Rev. B* 53 (1996), Apr., Nr. 14, S. 9214–9220. DOI: [10.1103/PhysRevB.53.9214](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.53.9214) 20, 21
- [CGF⁺95] COWBURN, P.; GRAY, S. J.; FERRÉ, J.; BLAND, J. A. C.; MILTAT, J.: Magnetic switching and in-plane uniaxial anisotropy in ultrathin Ag/Fe/Ag(100) epitaxial films. In: *J. Appl. Phys.* 78 (1995), Dec., Nr. 12, S. 7210–7219. DOI: [10.1063/1.360431](https://doi.org/10.1063/1.360431) 5, 7, 14, 40, 41, 42, 43, 48

- [DD90] DATTA, Supriyo ; DAS, Biswajit: Electronic analog of the electro-optic modulator. In: *Appl. Phys. Lett.* 56 (1990), Feb., Nr. 7, S. 665–667. DOI: [10.1063/1.102730](https://doi.org/10.1063/1.102730) 13
- [DWMS75] DRISCOLL, C. M. H.; WILLOUGHBY, A. F. W.; MULLIN, J. B. ; STRAUGHAN, B. W.: Gallium Arsenide and Related Compounds. In: *Institute of Physics Conference Series* Bd. 24. London, 1975, S. 275 24
- [EG41] ELLIS, W.C. ; GREINER, E.S.: Equilibrium relations in the solid state of the iron-cobalt system. In: *Trans. Am. Soc. Met.* 29 (1941), S. 415 24
- [Far98] FARLE, M.: Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers. In: *Rep. Prog. Phys.* 61 (1998), Nr. 7, S. 755–826. DOI: [10.1088/0034-4885/61/7/001](https://doi.org/10.1088/0034-4885/61/7/001) 16
- [FD90] FLORCZAK, J.M. ; DAHLBERG, E. D.: Detecting two magnetization components by the magneto-optical Kerr effect. In: *J. Appl. Phys.* 67 (1990), June, Nr. 12, S. 7520. DOI: [10.1063/1.345813](https://doi.org/10.1063/1.345813) 21
- [FGBK98] FARLE, M. ; GARREAU, G. ; BEAUREPAIRE, E. ; KAPPLER, J. P.: Spin-reorientation phase transition in Co/Tb and Co/Ho ultrathin films. In: *J. Magn. Magn. Mat.* 184 (1998), May, Nr. 3, 289-292. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJJ-3WV3VPC-5/2/d511e2651dcfde70b51a31d075727818> 40
- [GB86] GROOT, R. A. ; BUSCHOW, K. H. J.: Recent developments in half-metallic magnetism. In: *J. Magn. Magn. Mat.* 54-57 (1986), S. 1377–1380. DOI: [10.1016/0304-8853\(86\)90861-9](https://doi.org/10.1016/0304-8853(86)90861-9) 21
- [GBFK97] GARREAU, G. ; BEAUREPAIRE, E. ; FARLE, M. ; KAPPLER, J.P.: Second- and fourth-order anisotropy constants near the spin reorientation transition in Co/Ho thin films. In: *Europhys. Lett.* 39 (1997), Sep., Nr. 5, S. 557–562. DOI: [10.1209/epl/i1997-00393-0](https://doi.org/10.1209/epl/i1997-00393-0) 40
- [GK83] GOTO, Mitita ; KAMIMORI, Tatsuo: Magnetocrystalline Anisotropy in Quenched and Annealed Fe₃Si. In: *J. Phys. Soc. Jpn.* 52 (1983), Nov., Nr. 11, S. 3710–3712. DOI: [10.1143/JPSJ.52.3710](https://doi.org/10.1143/JPSJ.52.3710) 55
- [GW00] GUO, G. Y. ; WANG, H. H.: Gradient-Corrected Density Functional Calculation of Elastic Constants of Fe, Co and Ni in bcc, fcc and hcp Structures. In: *Chin. Jour. Phys.* 38 (2000), Okt., Nr. 5, 949-961. <http://psroc.phys.ntu.edu.tw/cjp/v38/949.pdf> 24
- [Han58] HANSEN, M.: *Iron-Silicon*. McGraw-Hill, New York, 1958 22

- [HC93] HEINRICH, B. ; COCHRAN, J. F.: Ultrathin metallic magnetic films: magnetic anisotropies and exchange interactions. In: *Adv. Phys.* 42 (1993), Nr. 5, S. 523–639. DOI: [10.1080/00018739300101524](https://doi.org/10.1080/00018739300101524) 16
- [IEJP89] IDZERDA, Y. U. ; ELAM, W. T. ; JONKER, B. T. ; PRINZ, G. A.: Structure determination of metastable cobalt films. In: *Phys. Rev. Lett.* 62 (1989), Dec., S. 2480–2483. DOI: [10.1103/PhysRevLett.62.2480](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.62.2480) 24
- [IMFA98] ISHIDA, S. ; MASAKIA, T. ; FUJIIA, S. ; ASANOB, S.: Theoretical search for half-metallic films of Co_2MnZ ($Z = \text{Si, Ge}$). In: *Physica B* 245 (1998), Aug., S. 1–8. DOI: [10.1016/S0921-4526\(97\)00495-X](https://doi.org/10.1016/S0921-4526(97)00495-X) 21
- [ITG⁺05] IONESCU, A. ; TSELEPI, M. ; GILLINGHAM, D. M. ; WASTLBAUER, G. ; STEINMÜLLER, S. J. ; BEERE, H. E. ; RITCHIE, D. A. ; BLAND, J. A. C.: Submonolayer growth of Fe on a GaAs(100)-2x6 reconstructed surface. In: *Phys. Rev. B* 72 (2005), Sep., S. 125404. DOI: [10.1103/PhysRevB.72.125404](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.125404) 22
- [IVT⁺05] IONESCU, A. ; VAZ, C. A. F. ; TRYPINIOTIS, T. ; GÜRTLER, C. M. ; GARCÍA-MIQUEL, H. ; BLAND, J. A. C. ; VICKERS, M. E. ; DALGLIESH, R. M. ; LANGRIDGE, S. ; BUGOSLAVSKY, Y. ; MIYOSHI, Y. ; COHEN, L. F. ; ZIEBECK, K. R. A.: Structural, magnetic, electronic, and spin transport properties of epitaxial $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$. In: *Phys. Rev. B* 71 (2005), Mar., S. 094401. DOI: [10.1103/PhysRevB.71.094401](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.094401) 22, 55
- [Keb06] KEBE, Thomas: *SQUID-Magnetometry on Fe Monolayers on GaAs(001) in UHV*, Universität Duisburg-Essen, Diss., 2006. <http://deposit.d-nb.de/cgi-bin/dokserv?idn=983031193> 13, 27, 30
- [Ker76] KERR, J.: In: *Rep. Brit. Assoc. Adv. Sci.* 40 (1876) 18
- [Lin03] LINDNER, Jürgen: *Ferromagnetische Resonanz an ultradünnen magnetischen Einfach- und Mehrfachlagen der 3d-Übergangsmetalle - Statik und Dynamik*, Freie Universität Berlin, Diss., Nov. 2003 14, 16
- [LKB⁺05] LENZ, K. ; KOSUBEK, E. ; BABERSCHKE, K. ; WENDE, H. ; HERFORT, J. ; SCHÖNHERR, H.-P. ; PLOOG, K. H.: Magnetic properties of $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$ hybrid structures. In: *Phys. Rev. B* 72 (2005), S. 144411. DOI: [10.1103/PhysRevB.72.144411](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.144411) 55
- [LS93] LIU, Amy Y. ; SINGH, David J.: Elastic instability of bcc cobalt. In: *Phys. Rev. B* 47 (1993), Apr., Nr. 14, S. 8515–8519. DOI: [10.1103/PhysRevB.47.8515](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.47.8515) 23

- [LSV⁺02] LÜDGE, K.; SCHULTZ, B.D.; VOGT, P.; R.EVANS, M. M.; BRAUN, W.; PALMSTRØM, C. J.; RICHTER, W. ; ESSER, N.: Structure and interface composition of Co layers grown on As-rich GaAs(001) c(4x4) surfaces. In: *J. Vac. Sci. Technol. B* 20 (2002), Jul., Nr. 4, S. 1591. DOI: [10.1116/1.1491993](https://doi.org/10.1116/1.1491993) 24
- [LTL⁺04] LINDNER, J.; T. TOLIŃSKI; LENZ, K.; KOSUBEK, E.; WENDE, H.; BARBERSCHKE, K.; NEY, A.; HESJEDAL, T.; PAMPUCH, C.; KOCH, R.; DÄWERITZ, L. ; PLOOG, K. H.: Magnetic anisotropy of MnAs-films on GaAs(001) studied with ferromagnetic resonance. In: *J. Magn. Magn. Mat.* 277 (2004), S. 159–164. DOI: [doi:10.1016/j.jmmm.2003.10.021](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2003.10.021) 52
- [Mas87] MASSALSKI, T. B.; MASSALSKI, T. B. (Hrsg.): *Binary Alloy Phase Diagrams*. American Society for Metals, 1987 21
- [MFLA45] MARGARET, M.; FARQUHAR, B. A.; LIPSON, M. A. H. ; ADRIENNE, R. W.: In: *J. Iron Steel Inst.* 457 (1945), 152 S. 47
- [MGM⁺03] MCPHAIL, S.; GÜRTLER, C. M.; MONTAIGNE, F.; XU, Y. B.; TSELEPI, M. ; BLAND, J. A. C.: Interface bonding versus strain-induced magnetic anisotropy in epitaxial Fe/semiconductor structures. In: *Phys. Rev. B* 67 (2003), Jul., S. 0424409. DOI: [10.1103/PhysRevB.67.024409](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.67.024409) 66
- [MMSM86] MORUZZI, V. L.; MARCUS, P. M.; SCHWARZ, K. ; MOHN, P.: Ferromagnetic phases of bcc and fcc Fe, Co, and Ni. In: *Phys. Rev. B* 34 (1986), Aug., S. 1784–1791. DOI: [10.1103/PhysRevB.34.1784](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.34.1784) 23
- [MTG⁺04] MADAMI, M.; TACCHI, S.; GUBBIOTTI, G.; CARLOTTI, G. ; SOCI-NO, G.: Thickness dependence of magnetic anisotropy in ultrathin Co/GaAs(001) films. In: *Surf. Sci.* 566-568 (2004), Sep., S. 246–251. DOI: [10.1016/j.susc.2004.05.052](https://doi.org/10.1016/j.susc.2004.05.052) 23, 66
- [Nak88] NAKAMURA, Y.: Magnetic Properties of Metals. Version:1988. DOI: [10.1007/10353201_5](https://doi.org/10.1007/10353201_5). In: WIJN, H.P.J. (Hrsg.): *Landolt-Börnstein* Bd. 19c. Springer-Verlag, 1988, Kapitel Alloys and Compounds of d-Elements with Main Group Elements. Part 2, S. 24–34 22
- [NBB83] NICULESCU, V. A.; BURCH, T. J. ; BUDNICK, J. I.: A local environment description of hyperfine fields and atomic moments in Fe_(3-x)T_xSi alloys. In: *J. Magn. Magn. Mat.* 39 (1983), S. 223–267. DOI: [10.1016/0304-8853\(83\)90084-7](https://doi.org/10.1016/0304-8853(83)90084-7) 21, 22
- [Nol99] NOLTING, W.: *Spezielle Relativitätstheorie, Thermodynamik*. Bd. Bd.4: *Grundkurs Theoretische Physik*. Springer Berlin, Heidelberg, New York, 1999 15

- [Nol04] NOLTING, W.: *Elektrodynamik*. Bd. Bd. 3: *Grundkurs theoretische Physik*. Springer Berlin, 2004 16
- [OLS⁺03] OURA, K.; LIFSHITS, V.G.; SARANIN, A.A.; ZOTOV, A.V. ; KATAYAMA, M.: *Surface Science - An Introduction*. Springer, 2003 28
- [PB00] PLAGGENBORG, T.; BINNEWIES, M.: Chemischer Transport intermetallischer Phasen. 10 Der Chemische Transport von Kupfer/Gallium- und Silber/Gallium-Phasen. In: *Zeitschrift für anorganische und allgemeine Chemie* 626 (2000), May, Nr. 6, S. 1478–1481. DOI: [10.1002/\(SICI\)1521-3749\(200006\)626:6<1478::AID-ZAAC1478>3.0.CO;2-K](https://doi.org/10.1002/(SICI)1521-3749(200006)626:6<1478::AID-ZAAC1478>3.0.CO;2-K) 38
- [Pri85] PRINZ, G. A.: Stabilization of bcc Co via Epitaxial Growth on GaAs. In: *Phys. Rev. Lett.* 54 (1985), Mar., Nr. 10, S. 1051–1054. DOI: [10.1103/PhysRevLett.54.1051](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.1051) 23, 24
- [San04] SANDER, D.: The magnetic anisotropy and spin reorientation of nanostructures and nanoscale films. In: *J. Phys.: Condens. Matter* 16 (2004), May, S. R603. DOI: [10.1088/0953-8984/16/20/R01](https://doi.org/10.1088/0953-8984/16/20/R01) 22
- [SBO⁺98] SOULEN, R. J. J.; BYERS, J. M.; OSOFSKY, M. S.; NADGORNÝ, B.; AMBROSE, T.; CHENG, S. F.; BROUSSARD, P. R.; TANAKA, C. T.; NOWAK, J.; MOODERA, J. S.; BARRY, A. ; COEY, J. M. D.: Measuring the Spin Polarization of a Metal with a Superconducting Point Contact. In: *Science* 282 (1998), S. 85. DOI: [10.1126/science.282.5386.85](https://doi.org/10.1126/science.282.5386.85) 22
- [Wal89] WALCHER, W.: *Praktikum der Physik: Optik*. V. Teubner, 1989 31
- [WB05] WASTLBAUER, G.; BLAND, J. A. C.: Structural and magnetic properties of ultrathin epitaxial Fe films on GaAs(001) and related semiconductor substrates. In: *Adv. Phys.* 54 (2005), Nr. 2, S. 137–219. DOI: [10.1080/00018730500112000](https://doi.org/10.1080/00018730500112000) 24
- [WDJ⁺98] WU, Y. Z.; DING, H. F.; JING, C.; WU, D.; LIU, G. L.; GORDON, V.; DONG, G. S.; JIN, X. F.; ZHU, S. ; SUN, K.: In-plane magnetic anisotropy of bcc Co on GaAs(001). In: *Phys. Rev. B* 57 (1998), May, Nr. 19, S. 11935–11938. DOI: [10.1103/PhysRevB.57.11935](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.57.11935) 24, 65
- [WFH⁺93] WU, Te ho; FU, Hong; HAJJAR, R. A.; SUZUKI, T. ; MANSURIPUR, M.: Measurement of magnetic anisotropy constant for magneto-optical recording media: A comparison of several techniques. In: *J. Appl. Phys.* 73 (1993), Feb., Nr. 3, S. 1368–1376. DOI: [10.1063/1.353256](https://doi.org/10.1063/1.353256) 48

- [WKT⁺06] WALTERFANG, M. ; KEUNE, W. ; TROUNOV, K. ; PETERS, R. ; RÜCKER, U. ; WESTERHOLT, K.: Magnetic and structural properties of epitaxial c-FeSi films grown on MgO(100). In: *Phys. Rev. B* 73 (2006), S. 214423. DOI: [10.1103/PhysRevB.73.214423](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.214423) 47
- [XHZ⁺95] XUE, Qikun ; HASHIZUME, T. ; ZHOU, J. M. ; SAKATA, T. ; OHNO, T. ; SAKURAI, T.: Structures of the Ga-Rich 4x2 and 4x6 Reconstructions of the GaAs(001) Surface. In: *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), Apr., Nr. 16, S. 3177–3180. DOI: [10.1103/PhysRevLett.74.3177](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.3177) 59
- [XJR⁺87] XU, F. ; JOYCE, J. J. ; RUCKMAN, M. W. ; CHEN, H.-W. ; BOSCHERINI, F. ; HILL, D. M. ; CHAMBERS, S. A. ; WEAVER, J. H.: Epitaxy, overlayer growth, and surface segregation for Co/GaAs(110) and Co/GaAs(100)-c(82). In: *Phys. Rev. B* 35 (1987), Feb., Nr. 5, S. 2375–2384. DOI: [10.1103/PhysRevB.35.2375](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.35.2375) 65
- [ZBR⁺07] ZAKERI, Kh. ; BARSUKOV, I. ; RÖMER, F. M. ; LINDNER, J. ; MECKENSTOCK, R. ; FARLE, M. ; UTOCHKINA, N. K. ; HÖRSTEN, U. von ; KEUNE, W. ; ROCKNER, J. ; KALARICKAL, S. ; LENZ, K. ; BABERSCHKE, K. ; KUCH, W. ; FRAIT, Z.: *Magnetic properties of ultrathin Fe₃Si films epitaxially grown on MgO(001)*. 2007. – to be published 47
- [ZKLF06] ZAKERI, Kh. ; KEBE, Th. ; LINDNER, J. ; FARLE, M.: Magnetic anisotropy of Fe/GaAs(0 0 1) ultrathin films investigated by in situ ferromagnetic resonance. In: *J. Magn. Magn. Mat.* 299 (2006), Apr., S. L1–L10. DOI: [10.1016/j.jmmm.2005.03.079](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2005.03.079) 65

Danksagung

Mein Dank geht selbstverständlich an alle, die diesen Abschluß des Studiums der Physik ermöglicht und mich dabei unterstützt haben. Dennoch seien hier einige noch einmal explizit erwähnt:

An erster Stelle steht hier natürlich Prof. Dr. Michael Farle, der mir die Gelegenheit gab, mich als studentische Hilfskraft in die Arbeitsgruppe zu integrieren, mir darauf aufbauend dieses Diplomarbeitsthema angeboten hat, und mir die Möglichkeit gegeben hat, die Arbeit nach meinen Vorstellungen durchzuführen.

Ich bedanke mich bei Dr. Jürgen Linder für die gute Betreuung, die Beantwortung vieler theoretischer und praktischer Fragen sowie für die viele Motivierung. Christoph Hassel danke ich für die unkomplizierte und gut funktionierende Zusammenarbeit an der UHV-Kammer sowie für die Messungen am SEM / EDX und AFM.

Dr. Ralf Meckenstock danke ich für viele aufschlussreiche Diskussionen über Hysteresekurven und deren Erklärungen.

Äußerst angenehm war für mich das gute Arbeitsklima im UHV: FMR/ MOKE/ SQUID-Labor, namentlich Dr. Thomas Kebe, Khalil Zakeri, Anastasia Trunova, Cihan Tomaz und Igor Barsukov (in chronologischer Reihenfolge). Es gilt hier allen, insbesondere Khalil Zakeri, der Dank für die geglückten und missglückten FMR-Messungen und die Unterstützung bei der Lösung vieler UHV-Probleme.

Für die Fe₃Si-Probenherstellung bedanke ich mich bei der Arbeitsgruppe Keune, insbesondere Natalia Utochkina und Marco Walterfang.

Ich möchte mich insbesondere bei Dieter Schädel bedanken, dass die Fertigung der Probenhalter und ähnlichem so präzise und mit viel Engagement umgesetzt wurden, wie es besser kaum vorstellbar ist.

Auf gleiche Weise möchte ich meinen Dank Horst Zähres ausdrücken, der mir mit viel Geduld und qualifiziertem Fachwissen die elektronischen Probleme und die der Messtechniken sowie der damit verbundenen Programmierung beigebracht hat.

Für die Hinweise auf sprachliche und inhaltliche Unzulänglichkeiten danke ich Christian Wirtz und Mareike Koßmann.

Meiner Freundin Karoline A. Piegdon danke ich für die Korrekturlesungen, die Unterstützung und den liebevollen Umgang – mit manchmal nötigem Druck – während der ganzen Zeit in der wir zusammen sind, und hoffe ihr dies auf gleiche Weise noch lange Zeit zurückgeben zu können.

Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt zu haben.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Duisburg, 3. April 2007

Florian M. Römer