

Maskentechnik zur Erzeugung
epitaktischer Nanostrukturen
und
Modifikation der magnetischen
Anisotropie von ultradünnen
Co/Au(111)-Filmen durch Ionenätzen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Department Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Moritz Bubek
aus Tübingen

Hamburg
2011

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. H. P. Oepen

Prof. Dr. A. Schreyer

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. H. P. Oepen

Prof. Dr. K. Nielsch

Datum der Disputation:

18.11.2011

Vorsitzender des Prüfungsausschusses:

Prof. Dr. M. Rübhausen

Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. P. Hauschildt

Dekan der MIN-Fakultät:

Prof. Dr. H. Graener

Zusammenfassung

Diese Doktorarbeit untersucht ultradünne epitaktische Co/Au(111)-Strukturen. Insbesondere werden deren magnetisch anisotropes Verhalten analysiert.

Um epitaktische Nanostrukturen untersuchen zu können, wurde eine Methode entwickelt, diese mit Hilfe einer Maskentechnik herstellen zu können. Dazu werden die Masken aus einer Siliziumnitridmembran mit fokussierten Ionenstrahlen ausgeschnitten und auf einen Träger aufgebracht, welcher im Ultrahochvakuum auf der Einkristall-Probe abgesetzt werden kann. Durch thermisches Verdampfen wird das Verdampfergut, z.B. Kobalt, auf dem Substrat abgeschieden und es wachsen epitaktische Nanostrukturen. Die Maske kann mehrfach wiederverwendet werden, sodass zum Beispiel Strukturen mit den selben lateralen Abmessungen, aber unterschiedlichen Schichtdicken hergestellt werden können. Die so hergestellten Strukturen werden mit dem magnetooptischen Kerreffekt hinsichtlich ihrer magnetischen Eigenschaften, insbesondere der magnetischen Anisotropie untersucht. In dieser Arbeit wird die Konzeption, die Konstruktion sowie der Aufbau der Ultrahochvakuumanlage beschrieben, mit der dieses Herstellungsverfahren realisiert wurde.

Weiterhin wird die magnetische Anisotropie ausgedehnter Co/Au(111)-Filme untersucht, die durch Ionenbeschuss abgetragen wurden. Dabei wird die Oberfläche der epitaktischen Filme verändert und die Oberflächenanisotropie wird verringert. Dadurch geht die bei geringen Schichtdicken vorhandene senkrechte Magnetisierungsrichtung verloren. Bei geringen Energien gelingt es aber, die Filme so abzutragen, dass die senkrechte Anisotropie nicht vollständig verloren geht und wiederum zu einer senkrechten Magnetisierung kommt. Dieses Verhalten wird mit der konstruierten Anlage untersucht und ein Modell zur Erklärung diskutiert. Mit den Ergebnissen ist es möglich, die beiden vorhandenen Grenzflächenanisotropien der Oberfläche, sowie der Grenzfläche zwischen Co und Au getrennt anzugeben.

Abstract

In this thesis ultrathin epitaxial Co/Au(111)-nanostructures and especially their magnetic anisotropic behaviour are examined.

I develop a method to produce epitaxial nanostructures using a mask technique. The masks are cut of a silicon nitride membrane by focussed ion beam and mounted on a support which can be placed in ultrahigh vacuum on a single-crystal sample. By thermal evaporation, the cobalt is deposited on the substrate and epitaxial nanostructures grow. The masks can be reused several times and it is thus possible to generate structures with the same lateral dimensions but different layer thicknesses. The so prepared structures are studied using the magneto-optical Kerr effect with a special focus on their magnetic anisotropy. This thesis describes the design, construction and the assembly of a ultra high vacuum apparatus as well as its application to the afore mentioned processes.

Furthermore, the magnetic anisotropy of extended Co/Au(111) films, which were removed by ion bombardment, is investigated. The bombardment changes the surface of the epitaxial films and reduces the surface anisotropy. Hence, the existing perpendicular magnetization direction of ultrathin films is lost. At low energies, however, it is possible to erode the films so that the perpendicular anisotropy is not completely lost, but in turn leads to a new perpendicular magnetization. I investigate this behaviour and discuss a model of explanation. As a result, the experiments are able to provide separate measures of the surface anisotropy and the Co-Au interface anisotropy.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	11
2	Stand der Forschung	15
3	Grundlagen	23
3.1	Magnetische Anisotropie	23
3.1.1	Magnetokristalline Anisotropie	27
3.1.2	Formanisotropie	27
3.1.3	Effektive Anisotropie dünner Schichten	28
3.1.4	Das Einsetzen des Ferromagnetismus bei dünnen Schichten . .	29
3.1.5	Verhalten der Suszeptibilität bei Phasen- und Spinreorientie- rungsübergängen	30
3.2	Magnetooptischer Kerr Effekt	31
3.3	Grundlagen zum Ionenbeschuss	34
4	Konzeption und Aufbau des Experiments	37
4.1	Kammeraufbau	37
4.2	Elektromagnet für das MOKE-Experiment	39
4.2.1	Magnetfeld	40
4.2.2	Streifeldanalyse	41
4.3	Aufbau zur Messung des magnetooptischen Kerr Effekts	42
4.3.1	Messung der Suszeptibilität mittels MOKE	45
4.3.2	Geometrie und Abmessung der MOKE-Kammer	46
4.3.3	Strahldurchmesser des Diodenlasers	48
4.3.4	Schwingungsdämpfung	50
4.4	Energieverteilung der Ionen	51
5	Durchführung der Experimente	53
5.1	Präparation des Au(111)-Kristalls	53

5.2	Präparation der Kobaltschichten	54
5.3	Maskenherstellung	55
5.3.1	SiN-Masken	55
5.3.2	Aufbringen der Masken auf die Halterung	56
5.3.3	Positionierung der Masken auf dem Substrat	57
5.3.4	Verrutschen der Masken beim Aufdampfen	58
5.3.5	Gleichzeitige Präparation von Referenzfilmen	59
5.4	Auffinden der Nanostrukturen auf dem Substrat	60
5.5	Messung der Suszeptibilität beim Aufdampfen und beim Ionenätzen .	62
5.5.1	Beim Aufdampfen	62
5.5.2	Beim Abtragen	63
5.6	Kalibration der Elliptizität gegen die Schichtdicke	64
5.7	Bestimmung der Anisotropie aus Hysteresekurven	64
6	UHV in-situ Maskentechnik zur Herstellung von Nanostrukturen	67
6.1	Aufdampfen von Nanostrukturen	67
6.1.1	Untersuchung der aufgedampften Strukturen	68
6.1.2	Abstände zwischen Substrat und Maske	70
6.2	Magnetooptische Messungen an Strukturfeldern	71
6.3	Herstellung großer Strukturfelder durch mehrfaches Aufsetzen der Maske	72
6.3.1	Aufwand und Nutzen größerer Strukturfelder	74
6.4	Fazit	76
7	Magnetisches Verhalten von Co/Au(111) während des Ionenätzens	79
7.1	Aufdampfen von Co auf Au(111)	79
7.2	Abtragen von Co/Au(111)	83
7.2.1	Erwartetes Verhalten beim Abtragen von Co/Au(111)	83
7.2.2	Beobachtungen beim Abtragen von 6 ML Co/Au(111)	85
7.2.3	Zuordnung der Schichtdicke	86
7.2.4	Berechnung der Suszeptibilität	89
7.2.5	Identifikation der Signale	89
7.3	Verhalten der magnetischen Anisotropie beim Ionenätzen	92
7.3.1	Anisotropie bei frisch aufgedampften Filmen	92
7.3.2	Anisotropie beim Ionenätzen	93
7.3.3	Energieabhängigkeit des Verlaufs der Anisotropie	96
7.4	Verschiebung des SRT durch Bedeckung und Durchmischung	97

7.5	Interpretation des Verlaufs der effektiven Anisotropie	101
7.5.1	Abnahme der Volumenanisotropie	101
7.5.2	Verlust der Grenzflächenanisotropien	102
7.5.3	Abschätzung der Eindringtiefe der Ar ⁺ -Ionen	106
7.6	Vergleich der Ergebnisse mit anderen Experimenten	109
8	Fazit und Ausblick	113
	Literaturverzeichnis	117
	Abbildungsverzeichnis	129
	Anhang	131
A	Elektrische Potentiale der Ionenkanone	131

Glossar

a.u.	arbitrary units, dt. willkürliche Einheiten
EDX	Energiedispersive Röntgenspektroskopie
fcc	face centered cubic = kubisch flächenzentriert
FIB	Fokussierter Ionenstrahl
hcp	hexagonal closed packed = hexagonal dichteste Kugelpackung
MBE	Molekularstrahlepitaxie
ML	Monolage $\cong 2 \text{ \AA Co}$
MOKE	Magnetooptischer Kerr Effekt
SEM	Scanning Electron Microscope, dt. Rasterelektronenmikroskop
SEMPA	Scanning Electron Microscope with Polarization Analysis
SRT	Spinreorientierungsübergang
UHV	Ultrahochvakuum

1 Einleitung

Magnetische Materialien werden seit über 100 Jahren zum Speichern von Daten eingesetzt. Dabei wird ein Datenbit durch die mittlere Magnetisierungsrichtung eines bestimmten Gebietes auf der Oberfläche der magnetischen Schicht repräsentiert. Zuerst nur als einfaches Tonband, entstanden daraus ab 1956 die ersten Festplatten [IBM56], deren Kapazitäten exponentiell anstiegen. Mit Einführung von Leseköpfen, die auf dem GMR-Effekt [Bai88, Bin89] beruhen, wurde das Signal-Rausch-Verhältnis stark vergrößert, sodass kleinere magnetische Volumina ausreichten, um Information sicher zu speichern und auszulesen. Damit konnte die Speicherdichte weiter vergrößert werden.

Um noch mehr Bits auf der selben Fläche unterbringen zu können, wurde das sogenannte „perpendicular recording“ [Tos04] 2004 kommerziell eingeführt. Dazu werden Filme genutzt, deren Magnetisierung vorzugsweise senkrecht zur Probenoberfläche steht und dadurch kleinere Strukturen zulassen. Mit dieser Technologie sind zur Zeit (2011) Speicherdichten von 450 GBit/in² [Sea11] erhältlich. Das Potential von ≈ 600 GBit/in² ist aber beinahe ausgeschöpft.

Bei den aktuell verfügbaren Speichersystemen ist der gesamte magnetische Film der Festplatte nicht vorstrukturiert. Die Abmessungen eines Bits, also die Länge und die Breite der Spur, werden von der Größe des Lese- und Schreibkopfes festgelegt. Ein einzelnes Bit besteht dabei immer noch aus mehreren Kristalliten, sogenannter magnetischer Körner, deren mittlere Magnetisierung die Information enthält. Werden die Abmessungen weiter verkleinert, erreicht man das „superparamagnetische Limit“, bei dem die thermische Energie ausreicht, die Magnetisierungsrichtung einzelner Körner umzuschalten und somit keine stabile Datenspeicherung mehr möglich ist.

Im Blickpunkt der aktuellen Forschung liegen Speichermedien, bei denen ein einzelnes Bit durch eine einzige Nanostruktur dargestellt wird. Für diese sogenannten „Bit Patterned Media“ bieten sich Nanostrukturen aus Co/Pt oder Co/Pd-Multilagen an [Ter07], die durch die Austauschkopplung der Schichten senkrecht magnetisiert

sind. Die verwendeten Nanostrukturen können mit 10 nm vergleichbare laterale Abmessungen wie ein einzelnes Korn der unstrukturierten Speichermedien erreichen. Dadurch werden Speicherdichten von bis zu 1000 GBit/in² möglich.

Zur Realisierung solcher Speichermedien müssen die Einflüsse, die das Magnetisierungsverhalten einzelner Strukturen beeinflussen, genau verstanden werden. Unter anderem spielt die Wechselwirkung der Strukturen untereinander eine entscheidende Rolle. Um diese Wechselwirkungen zu verstehen, werden diese an Modellsystemen aus Nanostrukturen untersucht. Durch Kontrolle unterschiedlicher Parameter, wie z.B. die Kantenschärfe oder die Oberflächenrauigkeit, kann deren Einfluss auf die Anisotropie festgestellt werden und beim Entwurf der Speichermedien berücksichtigt werden.

In dieser Arbeit sollen solche Modellsysteme erzeugt und vermessen werden. Um möglichst viele Fremdeinflüsse ausschließen zu können, werden mit einer Maskentechnik verschiedene Nanostrukturen im Ultrahochvakuum auf Einkristallen hergestellt. Durch Variation von Form, Größe und Abstand soll zum Verständnis der Multipol-Wechselwirkung zwischen den Strukturen beigetragen werden.

Weiterhin wird in dieser Arbeit das Verhalten der magnetischen Anisotropie von Co/Au(111)-Filmen beim Beschuss mit Ionen untersucht. Für die Herstellung von strukturierten Speichermedien ist dies interessant, da bei vielen Aufdampfverfahren auch Ionen auf das Substrat beschleunigt werden und dort zu Zerstörungen führen können. Insbesondere die für hohe Speicherdichten benötigte senkrechte Magnetisierungsrichtung kann dabei beeinträchtigt werden.

Möchte man die ultradünnen Speichermedien eingehender mit oberflächensensitiven Methoden untersuchen, müssen zunächst die Oberflächen von Adsorbaten befreit werden. Zum Säubern wird meist ein Beschuss mit Ar⁺-Ionen durchgeführt. Dies führt unweigerlich zu einer Beeinflussung der magnetischen Anisotropie, sodass die Systeme nicht im Ausgangszustand untersucht werden können. In dieser Arbeit wird untersucht, wie sich das Ionenätzen auf die senkrechte Anisotropie von epitaktischen Co/Au(111)-Schichten auswirkt.

Die Zerstörung der Anisotropie mit Ionen kann bei der Herstellung von „Bit Patterned Media“ allerdings auch erwünscht sein. Aussichtsreiche Herstellungsmethoden verwenden Ionen, die gezielt bestimmte Bereiche schädigen und somit eine Strukturierung des Films vornehmen. Zum besseren Verständnis der dabei auftretenden Prozesse können die Ergebnisse die Arbeit beitragen.

In dieser Arbeit beinhaltet Kapitel 2 eine Übersicht der Literatur zur Erzeugung

und Verhalten von Nanostrukturen. Außerdem wird dort ein Überblick einschlägiger Publikationen zum Verhalten magnetischer Filme mit senkrechter Anisotropie bei Veränderung der Oberfläche gegeben. In Kapitel 3 werden die zum Verständnis der Arbeit benötigten theoretischen Grundlagen der magnetischen Anisotropie sowie zum magnetooptischen Kerreffekt erarbeitet.

Anschließend wird in Kapitel 4 das hier entwickelte Konzept zur Herstellung von epitaktischen Nanostrukturen mit einer Maskentechnik beschrieben und die Einzelheiten der aufgebauten Anlage werden dargestellt. Mit ersten Messungen wird die Apparatur kalibriert.

Neben der eigentlichen Herstellung von Nanostrukturen wird in Kapitel 5 auch die Durchführung der Experimente zur Bestimmung der magnetischen Anisotropie von Filmen dokumentiert.

Die beiden Kapitel 6 und 7 zeigen die Ergebnisse der Experimente. Im ersten Teil werden die Nanostrukturen präsentiert, die mit der zuvor beschriebenen Maskentechnik hergestellt wurden.

Im zweiten Teil geht es um die magnetische Anisotropie von Co/Au(111)-Filmen. Diese Filme werden durch Ionenätzen modifiziert und die daraus resultierende Änderung der magnetischen Anisotropie untersucht.

Schließlich werden in Kapitel 8 die in den vorangegangenen Kapiteln gefunden Ergebnisse eingeordnet.

2 Stand der Forschung

Unter Nanostrukturen versteht man Festkörper, deren Dimensionen auf die Nanometerskala beschränkt sind. Ist nur eine Dimension reduziert, handelt es sich um einen dünnen Film, der nur wenige Nanometer dick ist. Sind zwei oder sogar alle drei Dimensionen betroffen, erhält man Nanodrähte oder Nanopunkte.

Theoretische Betrachtungen zeigten schon in den 1950er Jahren, dass reduzierte Dimensionen bei magnetischen Festkörpern zu deutlichen Veränderungen der Eigenschaften führen [Né54]. Damals war es allerdings noch nicht möglich, diese Aussagen mit Experimenten zu bestätigen. Neben der fehlenden Ultrahochvakuumtechnik, die bei der Herstellung von dünnen Filmen eine entscheidende Rolle spielt, gab es zu diesem Zeitpunkt kaum Möglichkeiten zur Untersuchung von Nanostrukturen.

Erzeugung von Nanostrukturen

Die Erzeugung von Nanostrukturen ist eine technologische Herausforderung. Xia et al. [Xia99] liefern eine ausführliche Übersicht über die allgemeinen Methoden zur Herstellung verschiedenster Nanostrukturen. Die Strukturierung magnetischer Materialien wird u.a. von Himpsel et al. zusammengefasst [Him98].

Es gibt verschiedene Herangehensweisen, die im Folgenden beschrieben werden. Mit der Selbstorganisation, bei der sich unter bestimmten Voraussetzungen Nanostrukturen von selbst bilden [Rö93], können makroskopisch, ausgedehnte Proben hergestellt werden. Die entstehenden Strukturen sind dabei im oder nahe des thermodynamischen Gleichgewichts. Deshalb sind aber auch die Größe, Form und Anordnung nicht beliebig wählbar, sondern vom Substrat und von den Wachstumsbedingungen wie z.B. der Temperatur vorgegeben. Beispielsweise produzierten Repain et al. auf diese Weise Kobaltpartikel auf den Vizinflächen eines Gold(111)-Kristalls und fanden eine Abhängigkeit der Partikelgröße von der Temperatur und der Aufdampftrate [Rep06].

Viele vom Experimentator gewünschte Strukturen, sind mit den Gesetzen der Thermodynamik nicht vereinbar, sodass sie in der Natur, wenn überhaupt, nur bei sehr

tiefen Temperaturen entstehen können. Bei höheren Temperaturen spielen Diffusionsprozesse eine entscheidende Rolle. Das Substrat kann in die Strukturen diffundieren und diese zerstören.

Zur Erzeugung von kleinsten Nanostrukturen auf atomarer Ebene kann diese Diffusion ausgenutzt werden. Wird der Wachstumsprozess durch Stufenkanten des Substrats dominiert und können Ketten von Atomen entlang der Kanten entstehen [Bur51]. Diese Anlagerung kann unter anderem zu Selbstorganisation von Streifenmustern entlang der Kanten führen [Ker91].

Auch die Güte der Grenzschicht zum Substrat ist für magnetische Filme und Nanostrukturen von Bedeutung. Im Gegensatz zur Rauigkeit eines Films, die im wesentlichen vom Wachstumsmodus abhängt, wird die Schärfe einer Grenzschicht auch durch die Mischbarkeit und die chemischen Eigenschaften mitbestimmt [Wea86]. Durch Diffusion können sich Legierungen bilden, die das mittlere magnetische Momente pro Atom verändern [Cab82].

Besonders bei der Anordnung schon bestehender magnetischer Partikel können die Vorteile der Selbstorganisation ausgespielt werden. Ledermann et al. gelang es, chemisch erzeugte, $300 \times 65 \text{ nm}^2$ große Fe_2O_3 -Ellipsoide getrennt in einem periodischen Gitter anzuordnen [Led94]. Die Untersuchung mit einem Magnetkraftmikroskop zeigen, dass diese Strukturen eindomänig sind und sich wie von Stoner und Wohlfahrt [Sto48] vorhergesagt verhalten.

Zur Herstellung von Proben mit in einem Gitter angeordneten Strukturen bieten sich auch Blockcopolymere an, da sich diese durch Selbstorganisation hexagonal dichtgepackt auf der Oberfläche verteilen [Par97]. Dieser Prozess kann durch Vorstrukturierung des Substrats z.B. durch Erzeugung von Defekten, unterstützt werden, sodass eine bessere langreichweitige Ordnung erreicht werden kann [Che02]. SiO_2 -gefüllte Blockcopolymer-Mizellen konnten erfolgreich als Schattenmaske auf einem magnetischen Co/Pt-Film aufgebracht werden und durch Ionenätzen regelmäßig angeordnete Nanostrukturen erzeugt werden [Fro07].

Für eine bessere Kontrolle der Wachstumsparameter wie Größe oder Form bieten sich lithografische Methoden zur Strukturierung an [Mor88]. Die Strukturen werden mit Hilfe von Licht oder geladenen Teilchen in einen Photolack geschrieben und nachfolgende Entwicklungs- und Ätzschritte auf das magnetische Material übertragen (vgl. [Fah03]). An den belichteten Stellen hat der Lack während anschließender Prozesse (z.B. Abspülen mit Lösungsmittel) andere Eigenschaften und es bleiben Strukturen stehen. Bei der subtraktiven Methode wird beim Ätzen durch die verbleibende,

schützende Lackschicht der Materialfilm unterhalb der Maske nicht angegriffen und es bleiben Strukturen stehen. Beim additiven Verfahren hingegen dampft man die magnetische Schicht über die schon strukturierte Lackschicht. Durch einen Lift-off-Prozess werden diejenigen Teile des Films abgelöst, die sich auf den Lackstrukturen befinden.

Ozimek nutzte 1985 die optische Lithographie zur Herstellung von 10 μm großen magnetischen Strukturen und untersuchte deren Domänenstruktur [Ozi85]. New et al. produzierte große Felder aus Rechtecken, die mit Elektronenstrahlolithographie aus Kobalt- oder Eisenfilmen erzeugt wurden [New94].

Eine Weiterentwicklung der Lithographie ist die von Chou et al. vorgeführte Nano-Imprint-Methode, mit der große Flächen mit regelmäßig angeordneten Nanostrukturen kosten- und zeitgünstig hergestellt werden können [Cho95]. Eine konventionell hergestellte Form mit Nanometer großen Elementen wird in den auf dem Substrat aufgetragenen Lack eingepresst. Anschließend werden durch selektives Ätzen diese verdichteten Bereiche entfernt und man erhält wiederum eine Maske, die das darunterliegende Material schützt. Die Druckvorlage kann dabei immer wiederverwendet werden, sodass die Herstellung von identischen Proben mit 10 nm-Strukturen und einer Periode von 40 nm möglich ist [Wu98].

Eine sehr flexible Möglichkeit bietet die Strukturierung mit fokussierten Ionenstrahlen, bei der der Film um die Strukturen abgetragen wird. Dabei können beliebige Formen und Abstände auf einer Probe realisiert werden. Die Dicke der Teilchen wird durch den vorher aufgetragenen Film bestimmt. Allerdings kann es durch Stöße mit den hochenergetischen Ionen zu Schädigungen der Kristallstruktur oder zu Durchmischungen der aufgetragenen Schichten kommen [Vol07]. Insbesondere an den Rändern der Struktur wird durch den gaussförmigen Strahl eine Dosis auf die Bereiche aufgebracht, die eigentlich unverändert bleiben sollen. Dadurch kann sich unter anderem das magnetische Verhalten der Probe ändern. Die langreichweitige magnetische Ordnung kann zerstört werden, sodass die Strukturen nicht mehr die gewünschten ferromagnetischen Eigenschaften haben [Woo02].

Möchte man epitaktische Strukturen erzeugen, muss die Herstellung im Ultrahochvakuum (UHV) geschehen. Die bisher aufgeführten Herstellungsmethoden und die dafür benötigten Prozessschritte können nur bedingt oder gar nicht in-situ ausgeführt werden (z.B. nasschemische Verfahren). Selbstorganisierende Prozesse sind im UHV zwar prinzipiell möglich, durch die genannten Nachteile aber nur bedingt einsetzbar.

Mittels Schattenmasken, die über der Probenoberfläche aufgebracht werden, können kleine Strukturen erzeugt werden, indem Material von oben hindurch gedampft wird. Um solche Masken für Strukturen im Mikro- und Nanometerbereich herzustellen, eignen sich Siliziumnitridmembranen, durch die mittels Elektronenstrahlithographie [Ono96] oder fokussiertem Ionenstrahl (FIB) [Kö99] die Muster geätzt wurden. Stamm et al. konnten mit einem FIB eine entsprechende Maske herstellen und magnetische Nanostrukturen mit Molekularstrahlepitaxie (MBE) erzeugen [Sta98]. Masken bieten zudem den Vorteil, dass sie mehrfach verwendbar sind [VM08]. Dies erlaubt die Anfertigung mehrerer nahezu identischer Proben. Außerdem können so Strukturen mit denselben lateralen Abmessungen aber unterschiedlichen Schichtdicken hergestellt und untersucht werden.

Die Maskentechnik hat den Vorteil, dass sie unabhängig von dem Substrat und von dem aufzudampfenden Material ist [Bru00]. Das ermöglicht, ohne Anpassung des Verfahrens, mit derselben Maske Strukturen aus unterschiedlichen Materialien herzustellen. Zudem hinterlässt die Maskentechnik keine Rückstände wie Lack oder Entwickler auf dem Substrat zurück. Dadurch kann sie auch für Einkristallsubstrate genutzt werden.

Im Vergleich mit lithographischen Methoden ist bei der Maskentechnik ein Nachteil, dass die Masken nicht unmittelbar, also mit Atom- bzw. Molekülabstand, auf dem Substrat aufliegen. Schon kleinste Verunreinigungen auf der Probe, wie Staub, führen zu einem Abstand der Maske und damit zu Verbreiterungen der Strukturen [Des99]. Dieser Einfluss kann im Ultrahochvakuum mit sauberen Proben gering gehalten werden.

Verhalten magnetischer Nanostrukturen

Die Motivation dieser Arbeit ist es, magnetische Nanostrukturen herzustellen und deren Wechselwirkung untereinander in Bezug auf Form, Größe und Abstand zu untersuchen. Cowburn et al. [Cow00] konnten mit Elektronenstrahlithographie eine große Zahl verschiedener Formen (Dreiecke, Rechtecke, Kreise) aus einer $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{14}\text{Mo}_5$ -Legierung herstellen. Diese wurden mit Hilfe des magnetooptischen Kerreffekts untersucht [Cow98]. Durch Variation der Schichtdicke und der lateralen Ausdehnung konnte das Verhalten der Anisotropie einzelner Strukturen vermessen werden diese mit theoretischen Arbeiten verglichen. Längliche Strukturen zeigen dabei eine uniaxiale Anisotropie. Aber auch Strukturen, die nicht länglich sind haben abhängig von Form und Größe anisotrope Magnetisierungsrichtungen, die auf höheren Ord-

nungen des magnetischen Felds zurückzuführen sind.

Bei der Untersuchung von Nanostrukturen kann man einen Einfluss der Form der Kanten der Struktur auf die Anisotropie feststellen. Bryan et al. untersuchten die Kantenrauigkeit von Permalloy-Rechtecken und stellten fest, dass mit zunehmender Rauigkeit auch das Koerzitivfeld ansteigt [Bry04]. Dieses Ergebnis spielt bei der experimentellen Untersuchung von Nanostrukturen eine Rolle, da z.B. bei Maskentechniken durch Abschattung die Kanten nie perfekt senkrecht sind.

Aus dem mikromagnetischen Verhalten regelmäßig angeordneter Strukturen können Kenntnisse über die Art der Wechselwirkung der Strukturen untereinander gewonnen werden [Ved05].

Magnetische Filme mit senkrechter Anisotropie

Schichtdickenabhängige Messungen des magnetischen Moments von Eisen und Nickelfilmen, die von Liebermann et al. durchgeführt wurden [Lie70], waren die ersten, in denen eine Veränderung der magnetischen Eigenschaften bei dünnen Filmen, wie sie von Néel [Né54] vorhergesagt wurden, gefunden wurden.

Je dünner die Schichtdicke wird, desto dominanter wird der Einfluss der Oberfläche und kann zu einer senkrechten Anisotropie führen, die Carcia et al. 1985 in Co/Pd-Multilagennachweisen konnten [Car85]. Bei solchen Multilagensystemen wie z.B. Co/Pt [Car88] oder Ni/Cu [Xia87] wird die starke senkrechte Anisotropie unter anderem dadurch erreicht, dass mehrere Grenzschichten existieren, deren einzelne Beiträge sich zu einer großen Grenzflächenanisotropie addieren.

Neben den Multilagensystemen wurden verschiedene Kombinationen von ferromagnetischen Materialien und Substraten gefunden, die mit einer einzigen, ultradünnen epitaktischen Schicht und ohne Deckschicht eine solche senkrechte Anisotropie zeigen. Dies sind unter anderen Fe/Ag(100) [Jon86, Sta87] oder Co/Au(111) [All90]. Bei diesen Experimenten muß sowohl die Herstellung als auch die Vermessung im Ultrahochvakuum durchgeführt werden, da es aufgrund der fehlenden Deckschicht keinen Schutz vor Oxidation gibt, welche zu einer Veränderung der Anisotropie führen kann. Die einzelnen Anisotropiebeiträge, deren Verhältnis die Magnetisierungsrichtung bestimmt, hängen sowohl von der Schichtdicke als auch von der Temperatur ab. Eine Änderung von senkrechter zu in der Ebene liegender Magnetisierungsrichtung nennt man Spinreorientierungsübergang, der bei Variation der Temperatur oder der Schichtdicke eintreten kann (vgl. Kapitel 3.1). Für Kobalt auf Gold(111) wird dieser Spinreorientierungsübergang in Kapitel 7 untersucht.

Der temperaturabhängige Spinreorientierungsübergang, wie er z.B. von Berger et al. bei Co/Cu(100) [Ber94] untersucht wurde, findet bei Schichtdicken von nur wenigen Monolagen statt und ist im Allgemeinen reversibel. Die bei einer Erhöhung der Temperatur auftretende Änderung der Magnetisierungsorientierung verschwindet beim anschließenden Abkühlen wieder und die Magnetisierung ist im Ausgangszustand [Pap92, Mil96].

Zur Untersuchung von Spinreorientierungsübergängen werden verschiedene Methoden eingesetzt. Mit Hilfe des magnetooptischen Kerreffekts kann die Anisotropie der ultradünnen Filme bestimmt und daraus die Abhängigkeit der Magnetisierungsrichtung von der Schichtdicke bzw. der Temperatur abgeleitet werden, beispielsweise von [Pur92] (vgl. auch Kapitel 3).

Mit Hilfe von spinaufgelöster Rasterelektronenmikroskopie (SEMPA) kann die magnetische Mikrostruktur dünner Filme richtungsabhängig analysiert werden. Unterhalb einer kritischen Schichtdicke, von z.B. bei Co/Au(111) 4.75 ML [Oep97b], sind nur senkrechte, jedoch keine in der Ebene liegende Domänen vorhanden. Bei größeren Schichtdicken verschwindet das senkrechte Domänenmuster und die Magnetisierungsrichtung liegt in der Ebene. Während bei den Untersuchungen von Fe/Cu(100) von Allenspach et al. [All92] einzelne diskrete Schichtdicken untersucht wurden, verwendeten Oepen et al. einen Kobaltkeil, um so ein einziges, kontinuierliches Bild des Spinreorientierungsübergangs zu erhalten [Oep97b]. Wadas et al. erhielten mit einem spinaufgelösten Rasterkraftmikroskopie [Wad98] vergleichbare Ergebnisse.

Eine weitere Methode zur Abbildung der Domänenstruktur ist die Photoemissions-elektronenmikroskopie (PEEM) [And99], bei denen über den magnetischen Röntgen-dichroismus (XMCD) ein magnetischer Kontrast erreicht wird. Wie bei der verwandten Technik des spinpolarisierten niederenergetischen Elektronenmikroskops (SPLEEM) [Bau02] kann aus den Domänenstruktur die Magnetisierungsrichtung bestimmt und beispielsweise ein temperaturabhängiger Spinreorientierungsübergang beobachtet werden.

Möchte man den Spinreorientierungsübergang nicht in diskreten Schritten, d.h. bei festgelegten Temperaturen bzw. Schichtdicken, untersuchen, bieten sich Suszeptibilitätsmessungen über den magnetooptischen Kerreffekt an. Damit ist es möglich, den temperaturabhängigen Verlauf des Übergangs direkt zu verfolgen wie es u.a. Arnold et al. mit Fe/Gd-Proben [Arn99] demonstrierten. Pütter et al. studierten Co/Au(111) [Pü01] und konnten zeigen, dass auch hier die Suszeptibilität einen schichtdickenge-

triebenen Spinreorientierungsübergang anzeigt.

Genauere Untersuchungen des Spinreorientierungsübergangs eines Co/Au(111)-Systems zeigen, dass dieser über die Koexistenzphase abläuft, bei der sowohl in der Ebene liegende als auch senkrechte Magnetisierungsrichtungen gleichzeitig auftreten [Oep97a]. Weiterhin zeigen Speckmann et al., dass die Anisotropie von der Oberflächenbeschaffenheit abhängt und es durch Ausheilen zur Verschiebung des Spinreorientierungsüberganges kommt [Spe95].

Einfluss der Rauigkeit auf die magnetische Anisotropie

In den bisherigen Überlegungen zur magnetischen Anisotropie bestehen die Filme aus perfekt glatten, vollständigen mit Atomen besetzten Lagen ohne Fehler. Leider kann dies im Experiment meist nicht erreicht werden. Durch das Wachstum bekommt man eine raue Oberfläche und durch Diffusion eine Durchmischung der Schichten.

Nach P. Bruno [Bru88a] kann die Rauigkeit eines Films durch die mittlere quadratische Abweichung σ von der ideal, glatten Oberfläche sowie der durchschnittlichen lateralen Ausdehnung einzelner, glatter Bereiche ξ beschrieben werden. Durch die Rauigkeit werden lokale, in der Ebene liegende, entmagnetisierende Felder erzeugt, welche zu einer zusätzlichen, dipolaren Oberflächenanisotropie führen. Durch diesen zusätzlichen Beitrag, der für Co-Terrassen mit einer Ausdehnung von wenigen Atomen ($\xi = 10$ ML) und einer Höhe von $\sigma = 1 - 2$ ML etwa 0.1 mJ/m^2 groß ist, wird die senkrechte magnetische Anisotropie größer.

Gleichzeitig wird durch die Rauigkeit der Oberfläche auch die magnetokristalline Oberflächenanisotropie verringert [Bru88b]. Diese Abnahme hängt ebenfalls von σ und ξ ab.

Bei der Herstellung dünner Filme kann es zur Diffusion von Atomen an der Grenzschicht kommen. Die Grenzfläche wird rau und die Grenzflächenanisotropie sinkt ab. Lugert et al. untersuchten Fe/Au(111)-Filme und stellten fest, dass die Grenzflächenanisotropie von epitaktisch gewachsenen Filmen bei gezielter Einmischung von Goldatomen signifikant verringert wird [Lug93]. Dieses Ergebnis steht in Einklang mit den theoretischen Berechnungen von Draaisma et al. [Dra88], die einen starken Einfluss der Durchmischung auf die Anisotropie fanden.

Alle Aussagen über die Rauigkeit und die Durchmischung werden durch Untersuchungen, bei denen die wie-gewachsenen Filme mit Ausgeheilten verglichen werden, unterstützt. Die Gruppe um den Broeder et al. stellten mittels Ionenstrahlzerstärkten Co/Au(111)-Filme her, deren Grenzfläche durch Erhitzen qualitativ verbessert

wurde [Bro88]. Die Grenzflächen heilen aus und werden schärfer und durch die zugeführte Energie entmischen sich Kobalt und Gold. Diese Veränderungen führen zu einer Erhöhung der senkrechten magnetischen Anisotropie. Da in dieser Veröffentlichung die Probe mittel Ionenstrahlzerstäubung aufgedampft wurde, kann daran der Einfluss von Beschuss mit Argonionen auf eine Oberfläche betrachtet werden.

Anisotropieänderung durch Ionenbeschuss

Das Ionenbeschuss die magnetischen Eigenschaften eines Festkörpers und insbesondere von ultradünnen Filmen ändert, ist in der Literatur beschrieben.

Aign et al. [Aig98] untersuchten den Einfluss von 25 keV He⁺-Ionen auf Co/Pt-Schichten mit einem fokussierten Ionenstrahl. Abhängig von der Ionendosis zeigen die bestrahlten Flächen eine deutlich reduzierte magnetische Anisotropie. Ab einer kritischen Dosis ist sie so stark verringert, dass die Magnetisierung des ursprünglich senkrecht magnetisierten Films in die Ebene kippt.

Durch Abdecken des Substrats mit lithographisch hergestellten Schattenmasken kann eine vergleichbare Anisotropiemodulation wesentlich schneller erzeugt werden. Durch Bestrahlung der Probe mit 30 keV He⁺-Ionen wird diese in einzelne, voneinander getrennte Bereiche mit senkrechter und in der Ebene liegender Magnetisierung unterteilt [Cha98].

Bei der Bestrahlung mit hochenergetischen Ionen wird die direkte Oberfläche kaum beeinflusst. Es finden kaum Abtragsprozesse statt, die die Oberfläche aufrauen [Fas04]. Durch den Ionenbeschuss kommt es aber zu einer Durchmischung der Schichten und damit zum Verlust der Grenzflächenanisotropie. Eine zusammenfassende Übersicht über die Möglichkeit mit Hilfe von Ionenstrahlen magnetische Materialien zu modifizieren liefern Fassbender und McCord [Fas08].

3 Grundlagen

Dieses Kapitel gibt einen Überblick der Grundlagen, die zum Verständnis der Experimente und deren Interpretation notwendig sind. Neben der magnetischen Anisotropie und dem Verhalten der Magnetisierung ultradünner Filme werden theoretische Betrachtungen zum Ionenätzen sowie zu den Messtechniken diskutiert.

3.1 Magnetische Anisotropie

Gibt es für eine physikalische Eigenschaft eines Festkörpers eine Abhängigkeit von der Richtung, in der sie gemessen wird, spricht man von einer Anisotropie. Eine magnetische Anisotropie liegt vor, wenn die Magnetisierung der Probe bestimmte Richtungen bevorzugt. Neben der Form der Probe kann auch das Kristallgitter sowie Störungen und Verschiebungen in diesem Gitter zur magnetischen Anisotropie beitragen. Da verschiedene andere Eigenschaften des Materials, wie z.B. der elektrische Widerstand, von der Magnetisierung der Probe abhängen, findet man bei diesen ebenfalls ein anisotropes Verhalten.

Die Orientierung der Probe, die vom System im Gleichgewicht bevorzugt wird, nennt man "magnetisch leichte Richtung". Um die Probe in eine andere Richtung aufzumagnetisieren, muss Energie in das System gesteckt werden. Jene Richtung, für welche maximal viel Energie benötigt wird, nennt man "harte Richtung"¹.

Eine gutes Maß für die Stärke einer magnetischen Anisotropie ist das magnetische Feld H_a , das benötigt wird, um die Magnetisierung in der schweren Richtung zu sättigen. Dieses wird Anisotropie- oder Sättigungsfeld genannt. Die Energiedichte, die benötigt wird um eine Probe in einer beliebigen Richtung zu sättigen, ist durch

$$\frac{E}{V} = \mu_0 \int_0^{M_s} H(M) dM$$

gegeben. In erster Ordnung kann diese Energiedichte so geschrieben werden, dass sie

¹englisch: easy axis (EA), hard axis (HA)

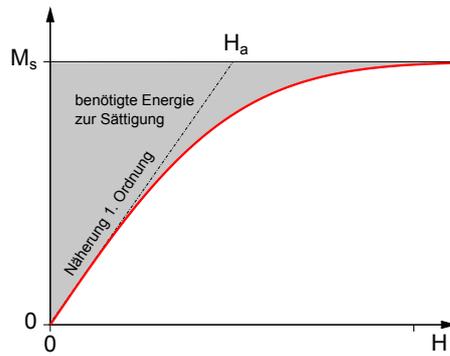


Abbildung 3.1: Die Energie, die zur Sättigung eines magnetischen Materials benötigt wird, ist die Fläche (grau), die von der $M(H)$ -Kurve (rot), der M -Achse und der Sättigungsmagnetisierung M_s eingeschlossen wird. Diese kann über $\frac{\mu_0}{2} H_a \cdot M_s$ angenähert werden.

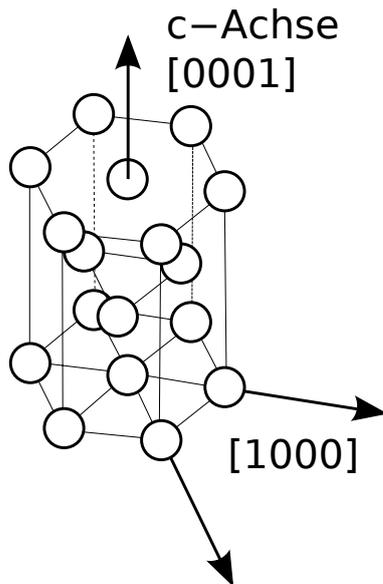


Abbildung 3.2: Kobalt bildet eine hcp-Struktur, bei der das Energieminimum der Magnetisierung in Richtung der c -Achse ($[0001]$) liegt. Zur Magnetisierung entlang der äquivalenten $[1000]$ -Richtungen benötigt man maximal viel Energie (harte Richtungen).

nur vom Anisotropiefeld H_a und der Sättigungsmagnetisierung M_s abhängt.

$$\frac{E}{V} = \frac{\mu_0}{2} H_a \cdot M_s$$

Bildet man nun die Differenz der Energiedichten, die benötigt werden um die Probe entlang der schweren und der leichten Richtung zu sättigen, so erhält man die Anisotropieenergie. Für den Fall einer uniaxialen Anisotropie, welche zum Beispiel bei hcp-Cobalt vorliegt, gibt es für die Richtungsabhängigkeit für $0 \leq \vartheta < \pi$ nur ein Maximum und ein Minimum. Bei niedrigen Temperaturen liegt die leichte Achse in einem Kobaltfestkörper (hcp) entlang der c -Achse $[0001]$ wohingegen die äquivalenten $[1000]$ -Richtungen der hexagonalen Basisebene harte Richtungen in der Magnetisierung sind. Erhöht man die Temperatur auf über $T = 500$ K, wechselt die leichte Richtung in die Grundebene, da sich die Vorzeichen der Anisotropiekonstanten ändern [Kne62]. Bei anderen, z.B. kubischen Systemen können auch mehrere

Minima und Maxima auftreten, sodass die Berechnung der Anisotropieenergie nicht mehr offensichtlich ist.

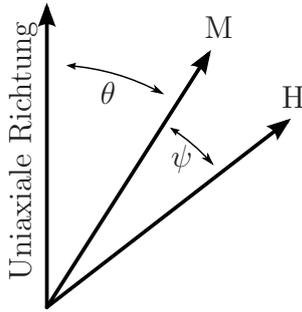


Abbildung 3.3: Definition der Winkel zwischen der Magnetisierung und der ausgezeichneten uniaxialen Richtung ϑ bzw. zum angelegten magnetischen Feld ψ .

Im Gleichgewicht orientiert sich die Magnetisierung einer Probe so, dass die funktionale Abhängigkeit der Energie von verschiedenen Parametern wie dem externen Feld oder der Temperatur minimal wird. Die Richtungsabhängigkeit der freien Energiedichte kann als Reihenentwicklung des Winkels ϑ zu diesem Energieminimum, also zu der ausgezeichneten Achse des uniaxialen Systems, ausgedrückt werden.

$$u_a = \frac{E}{V} = \sum_n K_n^u \sin^{2n} \vartheta$$

Dabei bezeichnen K_n^u die uniaxialen Anisotropiekonstanten n-ter Ordnung. In vielen Fällen reicht es aus, die Entwicklung nach der 2. Ordnung abubrechen. Dabei fällt der konstante Term (0. Ordnung) bei der Berechnung der Energiedifferenz weg.

$$u_a(\vartheta) = K_1^u \sin^2 \vartheta + K_2^u \sin^4 \vartheta + \dots$$

Um den Magnetisierungsprozess in Abhängigkeit eines äußeren Feldes, welches unter dem Winkel ψ zur Magnetisierungsrichtung angelegt wird, beschreiben zu können, muss die Zeeman-Energie $u_z = -\mu_0 \vec{M}_s \cdot \vec{H}$ berücksichtigt werden.

$$u(\vartheta) = u_a(\vartheta) + u_z = K_1^u \sin^2 \vartheta + K_2^u \sin^4 \vartheta - \mu_0 \vec{M}_s \cdot \vec{H}$$

Durch Nullsetzen der Ableitung erhält man den Winkel ϑ , bei dem keine Momente auf die Magnetisierung wirken und das System im Gleichgewicht ist. Spezielle Fälle, z.B. wenn das äußere Feld parallel oder senkrecht zur uniaxialen Achse angelegt wird, lassen eine einfache Lösung dieser Beziehung zu und sind gleichzeitig auch für

die experimentelle Durchführung von Interesse. Je nach Richtung des angelegten magnetischen Feldes H , bekommt man verschiedene Ausdrücke für die Zeeman-Energie und damit eine andere Abhängigkeit der Anisotropiekonstanten [Mil98b].

Für eine Probe, die senkrecht zur Probenoberfläche magnetisiert ist, wird die Anisotropie aus der longitudinalen Richtung bestimmt und das H -Feld wird senkrecht zur ausgezeichneten Richtung, also in der Ebene, angelegt. Die gemessene Magnetisierung, d.h. der Anteil der Magnetisierung entlang des angelegten Feldes zur Gesamtmagnetisierung ist dann $m_{\parallel} = \frac{M_{\parallel}}{M_s} = \cos \psi$.

$$u(\vartheta) = K_1^u \sin^2 \vartheta + K_2^u \sin^4 \vartheta - \mu_0 M_s H \cos \psi$$

Geometrisch ergibt sich in diesem Fall $\psi = \frac{\pi}{2} - \vartheta$, sodass

$$\frac{\partial u(\vartheta)}{\partial \vartheta} = 2K_1^u \sin \vartheta \cos \vartheta + 4K_2^u \sin^3 \vartheta \cos \vartheta - \mu_0 M_s H \cos \vartheta \stackrel{!}{=} 0$$

gilt.

Gilt $\cos \vartheta \neq 0$, d.h. die Magnetisierung ist im ungesättigten Zustand, kann das Magnetfeld $\mu_0 H$ als Funktion des Anteils der Magnetisierung in Feldrichtung $m_{\parallel} = \frac{M_{\parallel}}{M_s} = \sin \vartheta$ ausgedrückt werden.

$$\mu_0 H(m_{\parallel}) = \frac{2K_1^u}{M_s} \cdot m_{\parallel} + \frac{4K_2^u}{M_s} \cdot m_{\parallel}^3 \quad (3.1)$$

Für kleine Magnetisierungen m_{\parallel} hängt die Steigung der $H(m)$ -Kurve nur von der Anisotropie erster Ordnung ab.

Liegt die Magnetisierung hingegen senkrecht zur ausgezeichneten Richtung, d.h. in der Ebene der Probe, wird die Anisotropie aus der polaren Messgeometrie bestimmt. Das H -Feld wird also parallel zur c-Achse angelegt und der Anteil der Magnetisierung in dieser Richtung ist $m_{\perp} = \frac{M_{\perp}}{M_s} = \sin \psi$, sodass gilt

$$u(\vartheta) = K_1^u \sin^2 \vartheta + K_2^u \sin^4 \vartheta - \mu_0 M_s H \sin \psi$$

ψ ist in diesem Fall $-\vartheta$, sodass sich

$$2K_1^u \sin \vartheta \cos \vartheta + 4K_2^u \sin^3 \vartheta \cos \vartheta + \mu_0 M_s H \sin \vartheta \stackrel{!}{=} 0$$

ergibt. Daraus kann für den ungesättigten Zustand ($\sin \vartheta \neq 0$) die Beziehung

$$\mu_0 H(m_\perp) = - \left(\frac{2K_1^u}{M_s} + \frac{4K_2^u}{M_s} \right) \cdot m_\perp + \frac{4K_2^u}{M_s} \cdot m_\perp^3 \quad (3.2)$$

hergeleitet werden. In diesem Fall hängt die Steigung der $H(m)$ -Kurve für kleine Magnetisierungen, d.h. $m_\perp \approx 0$, im Ursprung auch von der Anisotropie zweiter Ordnung ab.

3.1.1 Magnetokristalline Anisotropie

Mikroskopisch wird die Kristallanisotropie in Eisen, Kobalt und Nickel hauptsächlich durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung der Elektronen mit dem Kristallgitter hervorgerufen. Die Bahnmomente der Bindungselektronen sind durch die Bindungen an die Kristallstruktur gekoppelt. Durch Energieminimierung über die Spin-Bahn-Kopplung hängt damit die Gesamtenergie von der Orientierung im Kristall ab.

Prinzipiell kann bei einer hexagonalen Struktur auch die Dipolwechselwirkung einen kleinen Beitrag, der von der Richtung relativ zur Kristallachse abhängt, liefern. Für Kobalt ist dieser aber zu vernachlässigen [Daa90].

Zusätzlich zur magnetokristallinen Anisotropie kann es bei Verspannungen des Kristallgitters zur magnetoelastischen Anisotropie kommen. Diese tritt dann auf, wenn der Kristall durch äußere Kräfte beeinflusst oder durch Störstellen gestresst wird. Auch beim Aufwachsen von magnetischen Schichten auf ein Substrat kommt es zu Stress, wenn die Gitterkonstanten von Film und Substrat nicht genau zusammenpassen.

3.1.2 Formanisotropie

Bei dünnen Filmen leistet die Formanisotropie einen großen Beitrag zur Anisotropie. Durch die langreichweitige magnetischen Dipolwechselwirkung werden magnetische Oberflächenladungen auf der Oberfläche einer Probe erzeugt, welche ein entmagnetisierendes Feld in der Probe erzeugen. Für einen Ellipsoiden kann dieses mit dem formabhängigen Demagnetisierungstensor $\underline{\underline{N}}$ ausgedrückt werden [Osb45].

$$\vec{H}_d = -\underline{\underline{N}}\vec{M}$$

Bei dünnen Filmen sind nur die Tensoreinträge nicht Null, die eine Komponente senkrecht zur Oberfläche liefern. Die magnetostatische Energie der Probe kann in Abhängigkeit des Winkels ϑ zur Probennormalen ausgedrückt werden:

$$E_d = \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \cos^2 \vartheta \quad (3.3)$$

Daraus ist ersichtlich, dass die Energie in der Probenebene minimal wird, weshalb die Formanisotropie eine Magnetisierung in der Probenebene bevorzugt.

3.1.3 Effektive Anisotropie dünner Schichten

In der Anisotropieenergie werden alle relevanten Beiträge zusammengefasst. Die Formanisotropie wird aufgrund der selben Winkelabhängigkeit mit der Anisotropie erster Ordnung zusammengefasst und man erhält die effektive Anisotropie

$$K_{1,\text{eff}} = K_1 - \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \quad (3.4)$$

Ist $K_{1,\text{eff}} > 0$, wird aufgrund der Definition der Anisotropie eine senkrechte Magnetisierungsrichtung bevorzugt, wohingegen bei negativem $K_{1,\text{eff}}$ die leichte Richtung in der Ebene des Substrats liegt. Der Wechsel der Magnetisierungsrichtungen wird Spinreorientierungsübergang² genannt. An diesem Übergang verschwindet $K_{1,\text{eff}}$.

Für ein detaillierteres Bild muß auch die Anisotropie zweiter Ordnung mitbetrachtet werden. Die Orientierung der Magnetisierung einer Probe kann aus dem K_2 - $K_{1,\text{eff}}$ -Phasendiagramm, vgl. Abbildung 3.4, abgelesen werden. Dieses ist in vier unterschiedliche Bereiche eingeteilt. Haben $K_{1,\text{eff}}$ und K_2 dasselbe Vorzeichen ist die Magnetisierung senkrecht oder in der Ebene ausgerichtet. Gilt bei unterschiedlichen Vorzeichen der Anisotropiekonstanten $\frac{1}{2}|K_{1,\text{eff}}| < |K_2|$ (graue Flächen in Abb. 3.4), findet man zwei zusätzliche Phasen [Cas59]. Für ein positives K_2 wird eine gegen die Probenormale verkippte Magnetisierungsrichtung gefunden [Mil96]. Dieses „canting“ genannte Verhalten wird beispielsweise bei Co/Pt(111) [Kis03] oder Co/Pd(111) [Lee02] nachgewiesen.

Bei vertauschten Vorzeichen der Anisotropiekonstanten befindet sich die Magnetisierung in der sogenannten Koexistenzphase [Mil98a]. Dort werden sowohl der senkrechte als auch der in der Ebene liegende Magnetisierungszustand bevölkert. Daher beobachtet man bei der Messung von M - H -Kurven in beiden Richtungen eine geöffnete Kurve. Beobachtet wurde diese Phase bei unterschiedlichen Systemen u.a. bei Co/Au(111) [Oep97a] oder bei Fe/Cu(111) [Cas02].

Verändern sich die Anisotropiekonstanten einer Probe, zum Beispiel durch Variation der Schichtdicke oder Variation der Temperatur, bewegt sich der Magnetisierungszu-

²engl. spin reorientation transition, SRT

stand auf einer Trajektorie im Phasendiagramm [Mil96]. In Abbildung 3.4 ist exemplarisch eine solche Trajektorie von den Punkten A bis D für Co/Au(111) dargestellt, wie sie von Oepen et al. gemessen wurde [Oep97b]. Der Spinreorientierungsübergang findet in dem Bereich zwischen den Punkten B und C statt. Dort ändert sich der Anteil der senkrechten und in der Ebene liegenden Domänen mit dem Verhältnis von $K_{1,\text{eff}}$ und K_2 [Ved02].

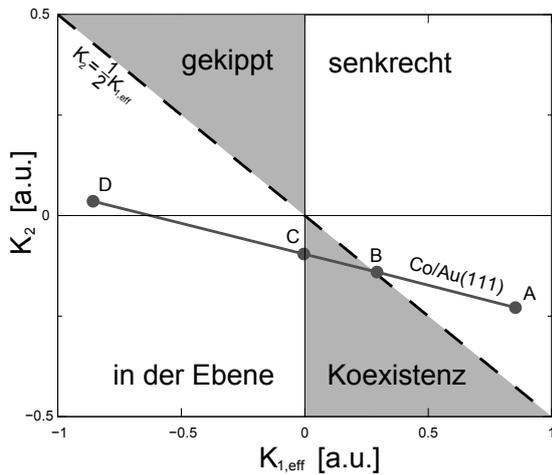


Abbildung 3.4: Die Orientierung der Magnetisierung einer Probe hängt von den Werten und Vorzeichen der Anisotropiekonstanten $K_{1,\text{eff}}$ und K_2 ab. Für Co/Au(111) findet man Anisotropiewerte, die auf der eingezeichneten Trajektorie liegen und zu einem Spinreorientierungsübergang über die Koexistenzphase führen.

Aufgrund des Symmetriebruchs an der Oberfläche, also der Grenzfläche zwischen magnetischem Material und dem Vakuum, kommt es nach Überlegungen von Néel [Né54] dort lokal zu einer Veränderung der Anisotropie. Bei der Untersuchung dünner Schichten ist es daher sinnvoll, die Beiträge der Grenzfläche K_{if} und die Beiträge des Volumens K_v zur Anisotropie zu unterscheiden, da im Gegensatz zu einem makroskopischen Festkörper der Grenzflächenanteil hier nicht zu vernachlässigen ist. Zusätzlich zur Oberfläche muß auch die Symmetriebrechung an der Grenzschicht des magnetischen Materials zum Substrat berücksichtigt werden. Die effektive Anisotropie bekommt dadurch folgende Abhängigkeit von der Schichtdicke d :

$$K_{1,\text{eff}} = K_{v,\text{eff}} + \frac{2K_{\text{if}}}{d} \quad (3.5)$$

3.1.4 Das Einsetzen des Ferromagnetismus bei dünnen Schichten

Eisen, Kobalt oder Nickel zeigen beim Wachstum erst ab einer bestimmten nominellen Bedeckung ferromagnetisches Verhalten. Atomare Schichten wachsen im Anfangsstadium in Form von Inseln auf dem Substrat auf. Ist innerhalb der einzelnen Inseln das

Stoner-Kriterium erfüllt, dann sorgt bei hinreichend niedriger Temperatur ($T < T_c$)³ die Austauschkopplung für eine Parallelstellung der atomaren magnetischen Momente. Jeder Insel kann ein magnetisches Gesamtmoment zugeordnet werden und das Ensemble der Inseln zeigt ein Verhalten, das mit Modellen des Magnetismus bei großen Spinquantenzahlen beschreibbar ist [Bea59]. Bei vernachlässigbarer magnetischer Wechselwirkung zwischen den Inseln ergibt sich ein superparamagnetisches Verhalten.

Ferromagnetismus im eigentlichen Sinne tritt nur auf, wenn ein unendlich ausgedehntes System von gekoppelten magnetischen Momenten vorliegt. Die magnetostatische Dipol-Dipol-Kopplung zwischen den Inseln ist zu schwach, um eine ferromagnetische Ordnung im gesamten System der Inseln zu ermöglichen.

Die direkte Austauschkopplung ist die stärkste aller magnetischen Wechselwirkungen. Da sie kurzreichweitig ist, setzt sie zwischen den Inseln erst ein, wenn diese sich berühren [Tse01]. Die aus den Kondensationskeimen entstandenen Inseln werden beim Schichtwachstum durch Anlagerung von Atomen aus der Dampfphase größer und der Abstand zwischen ihnen nimmt ab. Schließlich berühren sich einzelne Inseln und wachsen zusammen (Koaleszenz). Bei einer bestimmten nominellen Bedeckung bildet sich ein unendlich ausgedehntes Netzwerk von zusammengewachsenen Inseln (morphologische Perkolation). Diese direkt austauschgekoppelten Inseln verhalten sich ferromagnetisch.

3.1.5 Verhalten der Suszeptibilität bei Phasen- und Spinreorientierungsübergängen

Bei einem Phasenübergang erster Ordnung wird die erste partielle Ableitung der freien Enthalpie G nach ihren natürlichen Variablen T und $\mu_0 H$ ⁴ unstetig (vgl. [Nol02]).

$$M = - \left(\frac{\partial G}{\partial \mu_0 H} \right)_T$$

In Abbildung 3.5a ist die Magnetisierung in Abhängigkeit des Feldes H beim Phasenübergang von paramagnetischem zu ferromagnetischem Verhalten dargestellt. Für eine Temperatur T , die kleiner ist als die Curie-Temperatur T_c , erhält man eine spontane Magnetisierung M_s , die bei höheren Temperaturen verschwindet, vgl. Inset Ab-

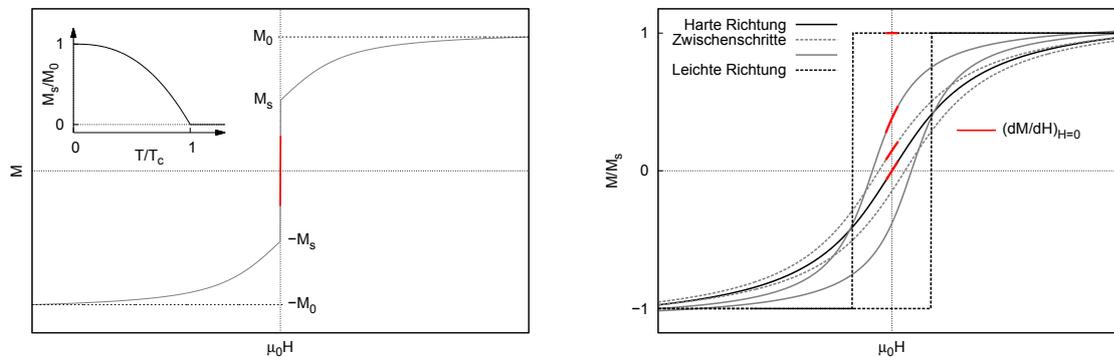
³ T_c Curie-Temperatur

⁴bzw. T und p bei Fluiden

bildung 3.5a. Am Phasenübergang spaltet die Magnetisierungsrichtung auf und kann ohne Veränderung des Feldes ummagnetisiert werden. Im Nullfeld gilt

$$\chi = \left. \frac{\partial M}{\partial H} \right|_{H=0} = \infty$$

Bei der Messung der Suszeptibilität bei einem Phasenübergang von Paramagnetismus zu Ferromagnetismus wird theoretisch eine unendliche hohe Suszeptibilität gemessen. Im Experiment wird deren Intensität durch endliche Werte des anregenden H-Feldes sowie der Mikrostruktur der magnetischen Filme, die den Bedingungen für eine Phasenübergang verletzen, begrenzt.



(a) Phasenübergang von Paramagnetismus zu Ferromagnetismus: $\chi = \infty$

(b) Spinreorientierungsübergang: $\chi \ll \infty$

Abbildung 3.5: Unterschied in der Suszeptibilität $\chi = \left. \frac{\partial M}{\partial H} \right|_{H=0}$ bei einem Phasenübergang Paramagnetismus-Ferromagnetismus und einem Spinreorientierungsübergang.

Im Gegensatz zu diesem Phasenübergang divergiert die Nullfeldsuszeptibilität beim Spinreorientierungsübergang nicht. Durch Bildung von Domänen öffnet sich die Kurve, sobald sich die leichte Richtung der Magnetisierung nur geringfügig gedreht hat. Ist das Feld gleich dem Koerzitivfeld, hat die Hysterese im Fall der leichten Richtung einen senkrechten Verlauf. Wie in Abbildung 3.5b zu sehen, bleibt die Steigung bei $H = 0$ hingegen endlich.

3.2 Magnetooptischer Kerr Effekt

Bei der Reflexion von Licht am Polschuh eines Magneten entdeckte John Kerr 1877 [Ker77, Ker78], dass sich die Polarisationsrichtung des Lichts dreht. Ursache ist der

sogenannte magnetooptische Kerreffekt, welcher die Wechselwirkung von Licht mit der Magnetisierung einer Probe über die elektrischen Polarisation beschreibt⁵. Der elektrische Feldvektor E koppelt über den Dielektrizitätstensor $\underline{\underline{\varepsilon}}$ an die Elektronen des Festkörpers und führt zu einer dielektrischen Verschiebung D . Bei optischen Frequenzen gibt es keine direkt Kopplung des magnetischen Feldvektors des Lichts an die Magnetisierung [Lan85], sodass $B = \mu_0 H$ gilt. Es gilt allgemein

$$\vec{D} = \underline{\underline{\varepsilon}} \vec{E} \quad (3.6)$$

Für eine nichtverschwindende Magnetisierung ist der Dielektrizitätstensor nicht mehr symmetrisch.

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \underline{\underline{\varepsilon}}(\vec{M}) = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} 1 & iQ_z & -iQ_y \\ -iQ_z & 1 & iQ_x \\ iQ_y & -iQ_x & 1 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Darin ist \vec{Q} der sogenannte Voigt-Vektor, der den Einfluss der Magnetisierung der Probe auf das Licht wiedergibt. Für optisch isotrope Medien ist \vec{Q} parallel zu \vec{M} .

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + i\varepsilon_0 \vec{E} \times \vec{Q} \quad (3.8)$$

Damit lässt sich die Auswirkung auf die Polarisation des Lichts bei Transmission durch einen Festkörper, die sich im Faraday-Effekt zeigen, beschreiben. Für die Beschreibung des magnetooptischen Kerreffekts, muß die Brechung an den Grenzflächen berücksichtigt werden. Die Polarisationsrichtung des Lichts ist durch den E-Feldvektor definiert und wird in zwei Anteile zerlegt. Im s-polarisierten Anteil steht \vec{E} senkrecht auf der Einfallsebene wohingegen der Vektor bei p-polarisiertem Licht in dieser Ebene liegt. Aus den Stetigkeitsbedingungen der Maxwell-Gleichungen können damit die Fresnel-Gleichungen, die die Reflexion an der Grenzfläche zwischen Medium i und Medium f beschreiben, für beide Anteile hergeleitet werden. Für den E-Feldvektor der auslaufenden Welle \vec{E}' gilt:

$$\vec{E}' = \begin{pmatrix} E'_s \\ E'_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_s \\ E_p \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

Die Reflexionskoeffizienten r der Hauptdiagonalen sind dabei von der Magnetisierung unabhängig und lauten

⁵Die folgende Herleitung orientiert sich u.a. an [Vol99]

$$\begin{aligned}
 r_{ss} &= \frac{n_i \cos \vartheta_i - n_f \cos \vartheta_f}{n_i \cos \vartheta_i + n_f \cos \vartheta_f} \\
 r_{pp} &= \frac{n_f \cos \vartheta_i - n_i \cos \vartheta_f}{n_f \cos \vartheta_i + n_i \cos \vartheta_f}
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

n_i und ϑ_i sowie n_f und ϑ_f sind der Brechungsindex und der Winkel zur Oberflächennormalen in den jeweiligen Schichten i bzw. f. Für ultradünne Schichten, d.h. die Wellenlänge ist viel größer als die optischer Länge aller beitragenden Schichten ($\lambda \gg \sum_m d_m n_m$), können für die beiden Nebendiagonalelemente analytische Lösungen angegeben werden [Qiu99]. In diesen stecken die Komponenten Q_z und Q_y des Q-Vektors, sodass Information über die Magnetisierung mit einfließt.

$$\begin{aligned}
 r_{ps} &= -\frac{4\pi}{\lambda} \cdot \frac{n_i \cos \vartheta_i \cdot \left(\cos \vartheta_f \sum_m d_m n_m^2 Q_z^{(m)} - n_f n_i \cos \vartheta_i \sum_m d_m Q_y^{(m)} \right)}{(n_i \cos \vartheta_i + n_f \cos \vartheta_f) \cdot (n_f \cos \vartheta_i + n_i \cos \vartheta_f)} \\
 r_{sp} &= -\frac{4\pi}{\lambda} \cdot \frac{n_i \cos \vartheta_i \cdot \left(\cos \vartheta_f \sum_m d_m n_m^2 Q_z^{(m)} + n_f n_i \cos \vartheta_i \sum_m d_m Q_y^{(m)} \right)}{(n_i \cos \vartheta_i + n_f \cos \vartheta_f) \cdot (n_f \cos \vartheta_i + n_i \cos \vartheta_f)}
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

Dabei hat das Medium mit Index m den Voigt-Vektor Q^m , die Schichtdicke d_m sowie den Brechungsindex n_m . Das Koordinatensystem ist so definiert, dass z entlang der Oberflächennormalen liegt. Die y -Komponente liegt in der von ein- und ausfallenden Strahl aufgespannten Ebene. Damit Gleichung 3.11 gilt, darf die Magnetisierung keine Komponenten haben, die nicht in der zy -Ebene liegen.

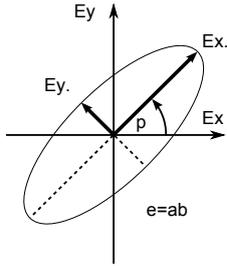


Abbildung 3.6: Definition der Kerr-Rotation θ und der Kerr-Elliptizität ε .

Linear polarisiertes Licht wird durch die Wechselwirkung mit der Magnetisierung der Oberfläche bei der Reflexion elliptisch polarisiert. Die Differenz zur Ausgangspolarisation kann durch den komplexen Kerr-Winkel beschrieben werden. Der Winkel θ , um den die Polarisationssebene gedreht wird, wird Rotation genannt. Das Hauptachsenverhältnis der Ellipse ist die Elliptizität ε .

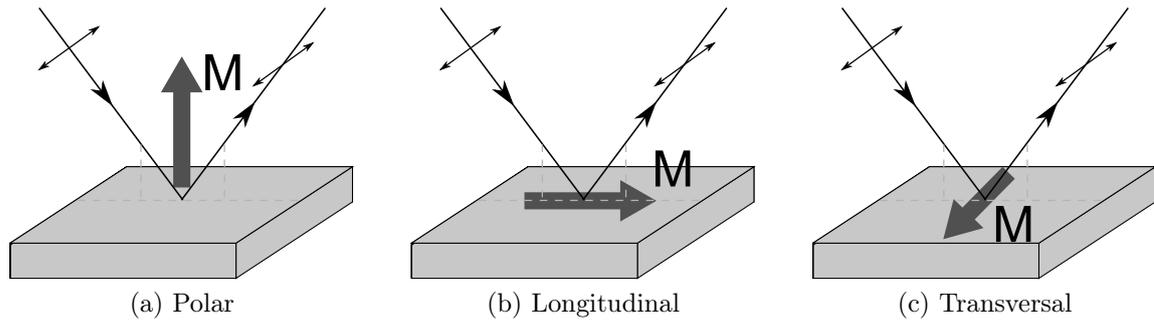


Abbildung 3.7: Mögliche Geometrien bei der MOKE-Messung für s-polarisiertes Licht.

$$\Phi_{K,s} = \theta_s + i\varepsilon_s := \frac{r_{ps}}{r_{ss}} \quad \text{bzw.} \quad \Phi_{K,p} = \theta_p + i\varepsilon_p := \frac{r_{sp}}{r_{pp}} \quad (3.12)$$

Je nach Richtung der Magnetisierung unterscheidet man drei verschiedene Kerr-Geometrien. Diese sind in Abbildung 3.7 dargestellt. Steht die Magnetisierung senkrecht zur Oberfläche spricht man von polarer Geometrie (3.7a) und man misst eine zu Q_z proportionale Rotation bzw. Elliptizität. In der longitudinalen Geometrie (3.7b) liegt die Magnetisierungsrichtung sowohl in der Probenebene als auch in der optischen Ebene, die von einfallendem und reflektiertem Strahl aufgespannt wird. In diesem Fall ist die Messung proportional zu Q_y . Im dritten Fall, der transversalen Geometrie (3.7c), liegt die Magnetisierung ebenfalls in der Probenebene, jedoch senkrecht zur optischen Ebene.

3.3 Grundlagen zum Ionenbeschuss

Die Abtragung von Material durch hochenergetischen Ionenbeschuss, ursprünglich als störender Nebeneffekt bei Gasentladungslampen entdeckt, wird heute in der Oberflächenphysik zum Säubern der Oberfläche von Substraten eingesetzt. Der Abtrag findet an der Oberfläche statt und wird durch Stöße der Ionen mit den Atomen des Festkörpers verursacht.

Die Sputterausbeute ist über das Verhältnis der abgetragenen Atome zu den einfliegenden Ionen definiert. Aufgrund der regelmäßigen Anordnung der Atome in Reihen oder Ebenen gibt es bei Einkristallen eine anisotrope Verteilung des Sputterausbeute [Beh81]. Die abgesenkte Ausbeute entlang der niedrigindzierten Kristallrichtungen kann für Ionen mit wenigen keV durch „Channeling“ über das Onderdelinden-Modell

[Ond68] erklärt werden. Mit abnehmender Primärenergie nimmt dieser anisotrope Einfluss stark ab, verschwindet allerdings auch für die in dieser Arbeit verwendeten Ionen mit nur wenigen 100 eV nicht vollständig. Zusätzlich gibt es auch eine Abhängigkeit der Ausbeute vom Einfallswinkel der Ionen, die ihr Maximum bei nahezu senkrechtem Einfall hat.

Beim Säubern von Oberflächen mit Ionen gibt es aber auch Nebeneffekte, die die Nutzbarkeit des Prozesses beschränken. Zum einen können die Ionen in den Festkörper implantiert werden und verändern so die Stöchiometrie und das Kristallgitter der Oberfläche. Dieser Effekt kann durch streifenden Einfall der Ionen minimiert werden, muß aber dann durch geringere Ausbeuten erkauft werden. Außerdem können die Edelgasatome durch Erhitzen des Substrats wieder desorbiert werden.

Das Erhitzen unterstützt gleichzeitig das Ausheilen von Strahlungsschäden, die als weiterer Nebeneffekt im Festkörper durch den Ionenbeschuss auftreten. Durch den Energieübertrag der Ionen wird die Gitterstruktur gestört und Atome im Festkörper können verschoben werden.

Dies ist insbesondere dann von Interesse, wenn ein dünner Film auf einem Substrat beschossen wird. Dringen die Ionen weit genug ein, kann die Grenzfläche zwischen dem Film und dem Substrat durch Diffusion von Atomen aufgeweicht und zerstört werden [Car81]. Bei Primärenergien von weniger als 1 keV stammen zwar nahezu alle herausgeschlagenen Atome aus der obersten Atomlage [Tag90]. Da die Eindringtiefe der Ionen aber mit 1 – 2 nm größer ist, kommt es bei dünnen Filmen zur Durchmischung.

4 Konzeption und Aufbau des Experiments

Im Folgenden wird auf die Konzeption des Experiments und die daraus resultierende Konstruktion der Apparatur eingegangen. Die bei der Planung aufgetretenen Problemstellungen werden aufgezeigt und quantifiziert. Im Anschluss daran werden die zur Lösung dieser Probleme entwickelten Verfahren dargestellt und durch erste Messungen kalibriert.

4.1 Kammeraufbau

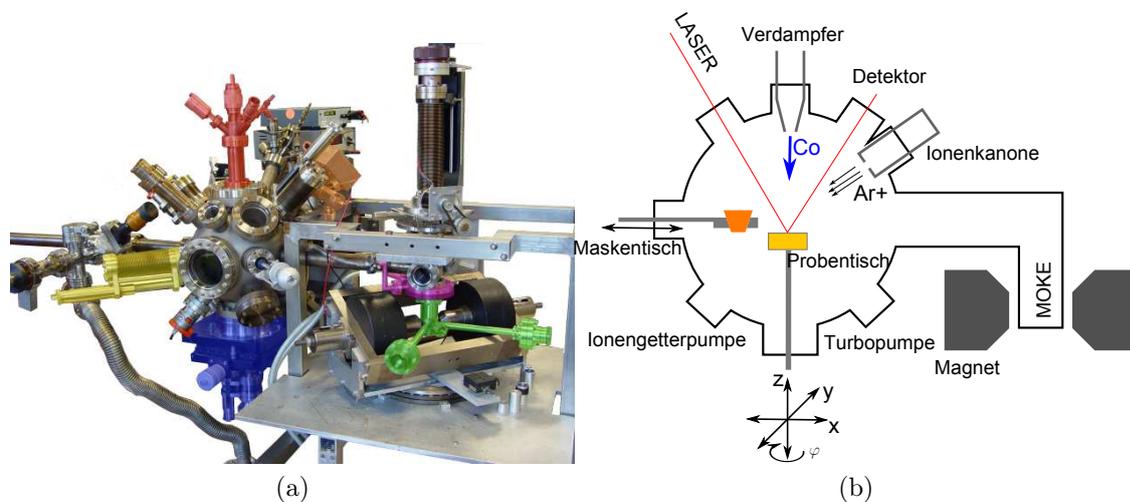


Abbildung 4.1: (a) Photographie der UHV-Kammer mit farbiger Hervorhebung einzelner Bauteile: MOKE-Kammer ●, differenziell gepumpter Drehflansch ●, Manipulator ●, Maskentisch ●, Co-Verdampfer ● und Ionenkanone ● (b) Schema der UHV-Kammer

Die UHV-Kammer besteht aus einer kugelförmigen Hauptkammer (\varnothing 250 mm), in der die Proben hergestellt werden. Die Kammer wird mit einer Turbomolekularpumpe

pe und einer Ionengetterpumpe auf einen Basisdruck von $3 \cdot 10^{-10}$ mbar gepumpt. An die Hauptkammer schließt sich die MOKE-Messkammer an, die zwischen den Polschuh eines Elektromagneten sitzt. Nach dem Transfer kann hier der magnetooptische Kerreffekt an den Proben gemessen werden. In Abbildung 4.1b sind die verschiedenen Möglichkeiten, die die Anlage zur Probenherstellung und -untersuchung bietet, skizziert.

Der Probenstisch ist so aufgebaut, dass die Probenoberfläche genau im Mittelpunkt der Kammer liegt, sodass alle angebrachten Apparaturen direkt auf die Oberfläche zeigen. Der Probenstisch kann mit Hilfe eines Mikromanipulators in der Ebene sowohl in x als auch in y-Richtung jeweils ± 12.5 mm verschoben werden. Dabei erfolgt die Positionierung auf etwa $5 \mu\text{m}$ genau. In z-Richtung kann der Tisch auf $\frac{1}{10}$ mm genau um 25 mm abgesenkt werden. Zusätzlich ist eine Drehung um die z-Achse von 360° möglich. Die Oberflächennormale der Probe auf dem Probenstisch liegt parallel zur z-Achse.

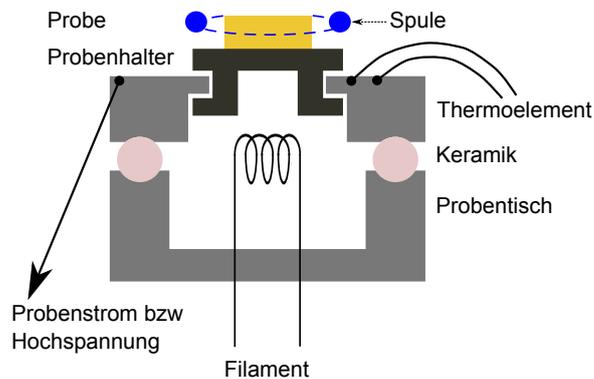


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Probenstisches. Der obere Teil ist über eine Keramik isoliert, sodass eine Hochspannung angelegt oder ein Probenstrom gemessen werden kann. Der Probenhalter wird über eine Nut befestigt. Zusätzlich ist die Suszeptibilitätsspule eingezeichnet.

Der Probenstisch, vgl. Abbildung 4.2, ist mit einer Nut versehen, in die der Probenhalter beim Transfer eingefädelt wird und damit in eine feste, definierte Position gelangt. Der Probenhalter ist auf dem Probenstisch elektrisch isoliert, sodass der Probenstrom beim Ionenätzen oder Aufdampfen gemessen werden kann. Zusätzlich kann am Probenstisch auch die Temperatur mit einem Thermoelement gemessen werden. Mit dem isolierten Teil des Probenstisches und dem unterhalb der Probe angebrachten Filament kann durch Anlegen einer Hochspannung die Probe mittels Elektronenstoß erhitzt werden.

Senkrecht zur Probenoberfläche ist ein thermischer Verdampfer installiert. An der Kammer gibt es acht weitere Flansche, die auf die Oberseite der Proben zeigen, welche alle unter einem Winkel von 45° zur Probenoberfläche stehen. Mit einem zweiten thermischer Verdampfer kann Gold aufgedampft werden. Außerdem kann

eine Spule, die ein magnetisches Feld für die Suszeptibilitätsmessungen entlang der z-Achse erzeugt, in die Kammermitte von oben über die Probe gefahren werden.

Zur Reinigung der Probe steht eine Ionenquelle zur Verfügung, die ebenfalls unter 45° in einem Abstand von 120 mm angebracht ist. Für Suszeptibilitätsmessungen sind zwei gegenüberliegende Flansche mit Fenstern versehen, so daß der Laserstrahl unter 45° von der Probenoberfläche in den Detektor reflektiert wird.

Außerdem steht in der Kammer ein Quadrupolmassenspektrometer zur Restgasanalyse zu Verfügung. Durch Einführen einer Streufeldsonde in ein Rohr kann am Probenort das magnetische Streufeld gemessen werden. Der angebrachte „Wobblestick“ ist vielseitig nutzbar, wird aber hauptsächlich zum Transfer von Masken von einer Einschleusvorrichtung zum Maskentisch genutzt. Desweiteren gibt es eine Probengarage, in der zwei Probenhalter aufbewahrt werden können.

Die Masken für die Nanostrukturen liegen in einem Maskentisch und können mit diesem horizontal über die Probe gefahren werden. Um nicht jede neue Maske vor dem Benutzen einschleusen zu müssen, gibt es im Maskentisch vier Positionen, in denen Masken aufbewahrt werden können. Der Maskentisch kann nur horizontal bewegt werden. Zur genauen Positionierung der Masken über dem Substrat muß der Probenstisch unter der Maske verfahren werden. Um eine exakte, wiederholbare Positionierung der Masken zu gewährleisten, wird die Position des Maskentisches mit einer Lehre angefahren.

4.2 Elektromagnet für das MOKE-Experiment

Die Konstruktion der Anlage basiert auf einem vorhandenen Elektromagneten¹, wie er in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt ist. Durch diese Wahl sind viele Größen und Geometrien der Anlage von vorne herein festgelegt oder können nur in einem geringem Maße variiert werden.

Der Magnet besteht aus zwei Polschuhen, die einen Durchmesser von zwei Zoll haben und am Ende um 45° abgeschrägt sind. Die Polschuhe können verschoben werden und damit kann der Luftspalt des Magneten auf bis zu 5 cm vergrößert werden. Auf beiden Polschuhen befinden sich wassergekühlte Spulen. Um den magnetischen Fluss zu leiten werden Spulen und Polschuhe von einem rahmenförmigen Joch umschlossen. Liegt dieser Rahmen horizontal, verhindert er, dass der Laserstrahl in der Ebene die Probe erreichen kann (siehe Abb. 4.4, Position C). Ein vertikaler Einbau des Ma-

¹Typ: 2H2-45, Applied Magnetics Laboratory Inc.

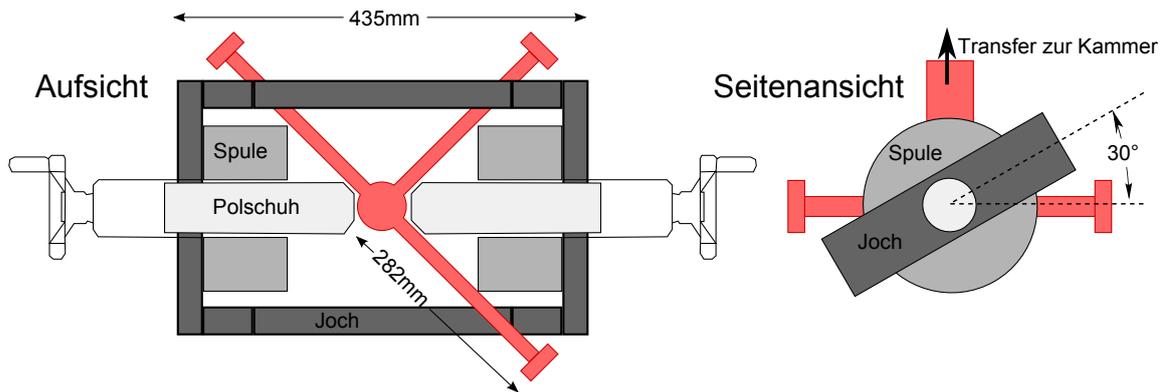


Abbildung 4.3: Schemaansicht des Elektromagneten mit eingesetzter MOKE-Kammer (vgl. Abschnitt 4.3.2)

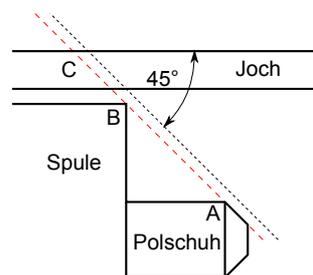


Abbildung 4.4: Mögliche Kollisionen des Laserstrahls mit dem unmodifizierten Magneten. Nur durch eine Verschiebung des Polschuhs und der Spulen kann diese an A und B vermieden werden. Die Kollision mit dem Joch (C) wird durch eine 30°-Verkipfung umgangen.

gneten ist ebenfalls nicht möglich, da sonst UHV-Kammer und Joch kollidieren. Als Lösung dieses Problems ist der Magnet um 30° zu Horizontalen gekippt eingebaut, sodass die Laserstrahlen oberhalb oder unterhalb des Jochs verlaufen.

4.2.1 Magnetfeld

Durch die Verlängerung des Magneten durch vier Zwischenstücke um etwa 37 mm rücken die Spulen weit genug auseinander, damit die Laserrohre dazwischen hindurchpassen. Außerdem haben die Polschuhe einen Abstand von fast 50 mm, da sie die MOKE-Kammer komplett einschließen. Mit dem verwendeten Netzteil² und einem Strom von 8 A beträgt das maximal erreichbare Feld des Magneten 340 mT.

Das Magnetfeld wird während einer MOKE-Messung mittels einer Hallsonde auf dem Polschuh kontrolliert. Durch den großen Abstand der Polschuhe verringert sich der gemessene Wert am Probenort, wo nur noch ein Feld von 205 mT gemessen werden kann. Die Messung des Magnetfelds am Probenort kann nicht in-situ und damit auch nicht während der magnetooptischen Vermessung der Proben durchgeführt werden. Über das Verhältnis der Felder, welches durch eine Messung an Luft zu 0.60

²Kepeco BOP 50-8

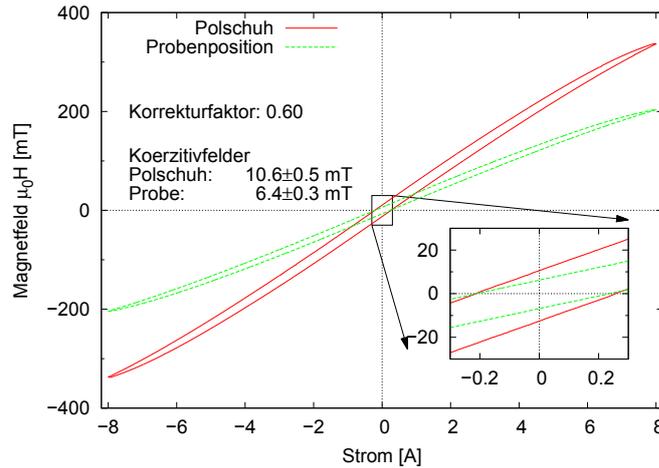


Abbildung 4.5: Vergleichsmessung des magnetischen Feldes am Probenort und auf dem Polschuh. Der Korrekturfaktor 0.60 kann für die Ermittlung des Magnetfeldes bei Messungen im Vakuum genutzt werden. Das Koerzitivfeld am Probenort ist 6.4 mT groß.

bestimmt wird, kann durch Messung des Magnetfeldes auf dem Polschuh auch bei Messungen im Vakuum die Feldstärke am Probenort bestimmt werden (vgl. Abbildung 4.5).

Wird der Magnet mit maximalem Feld betrieben, besitzt er ein Koerzitivfeld von 6.4 ± 0.3 mT.

4.2.2 Streufeldanalyse

Im Experiment befinden sich alle optischen Komponenten (bis auf die Probe) des Messaufbaus außerhalb des Vakuums. Der Laserstrahl muss sowohl beim Ein- als auch beim Ausfall jeweils durch ein UHV-Fenster. Beim Durchgang von Licht durch Materie kommt es aber ebenfalls zu einer Drehung der Polarisationsrichtung, wenn ein Magnetfeld parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichts anliegt [Ber04]. Diese Drehung ϑ_F , der sogenannte Faraday-Effekt, ist proportional zum Magnetfeld B und zur optischen Länge d mit einer material- und wellenlängenabhängigen Proportionalitätskonstante ν .

$$\vartheta_F = \nu \cdot B \cdot d$$

Bei den meisten Gläsern aus SiO_2 liegt der Wert der Verdet-Konstanten ν für das verwendete Licht (633 nm) in einem Bereich von 4 bis 30 rad/(Tm) [Var01]. Mit $\nu =$

4.65 rad/(Tm) für Quarzglas [Hec05] kann die Faradaydrehung, die durch die UHV-Fenster im Streufeld des Magneten auftritt, abgeschätzt werden. Bei einem Streufeld von nur 10 mT am Ort des Fensters mit einer Dicke $d = 2$ mm wird die Polarisation schon um etwa 100 μ rad gedreht. Um Signale von der Probe messen zu können, die sich im Bereich von wenigen 10 μ rad bewegen, muss das Streufeld am Ort des Fensters entsprechend minimiert werden.

Das Streufeld des Magneten wurde schon zu Beginn der Planungen vermessen. Dies führte zu der Erkenntnis, dass die Fenster in einiger Entfernung zur Kammer angebracht werden müssen. Da sich allerdings die Geometrie der Kammer und vor allem der Abstand der Polschuhe während der Überlegungen änderte, wurde eine Kontrollmessung des Streufelds nach der Fertigstellung durchgeführt.

Um sowohl polar als auch longitudinal messen zu können, kann nur eine 45°-Geometrie verwendet werden. In Abbildung 4.6 sind die Streufeldkomponenten in einem Quadranten des Magneten mit Spule und Joch dargestellt. Die möglichen Positionen, auf denen die UHV-Fenster angebracht werden können, sind durch gestrichelte Linien dargestellt und liegen zum Teil sehr dicht an der Spule. Die Streufeldkomponenten, die mit einer Hallsonde in den drei Raumrichtungen gemessen wurde, sind jeweils farblich kodiert dargestellt. Aus den drei Komponenten wurde die Komponente parallel zum Laserstrahl, die direkt für die unerwünschte Faradaydrehung verantwortlich ist, berechnet und ebenfalls dargestellt.

Bei maximalem Feld zwischen den Polschuhen werden innerhalb des Jochs Felder von fast 100 mT erreicht. Besonders direkt an der Spule und bei der Unterquerung³ des Jochs ist das Streufeld besonders hoch. Im Außenraum des Jochs hingegen fällt dessen Amplitude sehr rasch gegen Null ab. An den in Abbildung 4.6 gekennzeichneten Positionen (F1 bzw. F2) ist das Feld auf unter 1 mT abgesunken. Daher wurden die UHV-Fenster dort eingeplant und angebracht.

4.3 Aufbau zur Messung des magnetooptischen Kerr Effekts

Zur Untersuchung der magnetischen Eigenschaften von ultradünnen Filmen und Nanostrukturen wurde der magnetooptische Kerr Effekt (MOKE) verwendet.

Abbildung 4.7 zeigt den schematischen Aufbau der MOKE-Messapparatur, wie er

³30°-Neigung

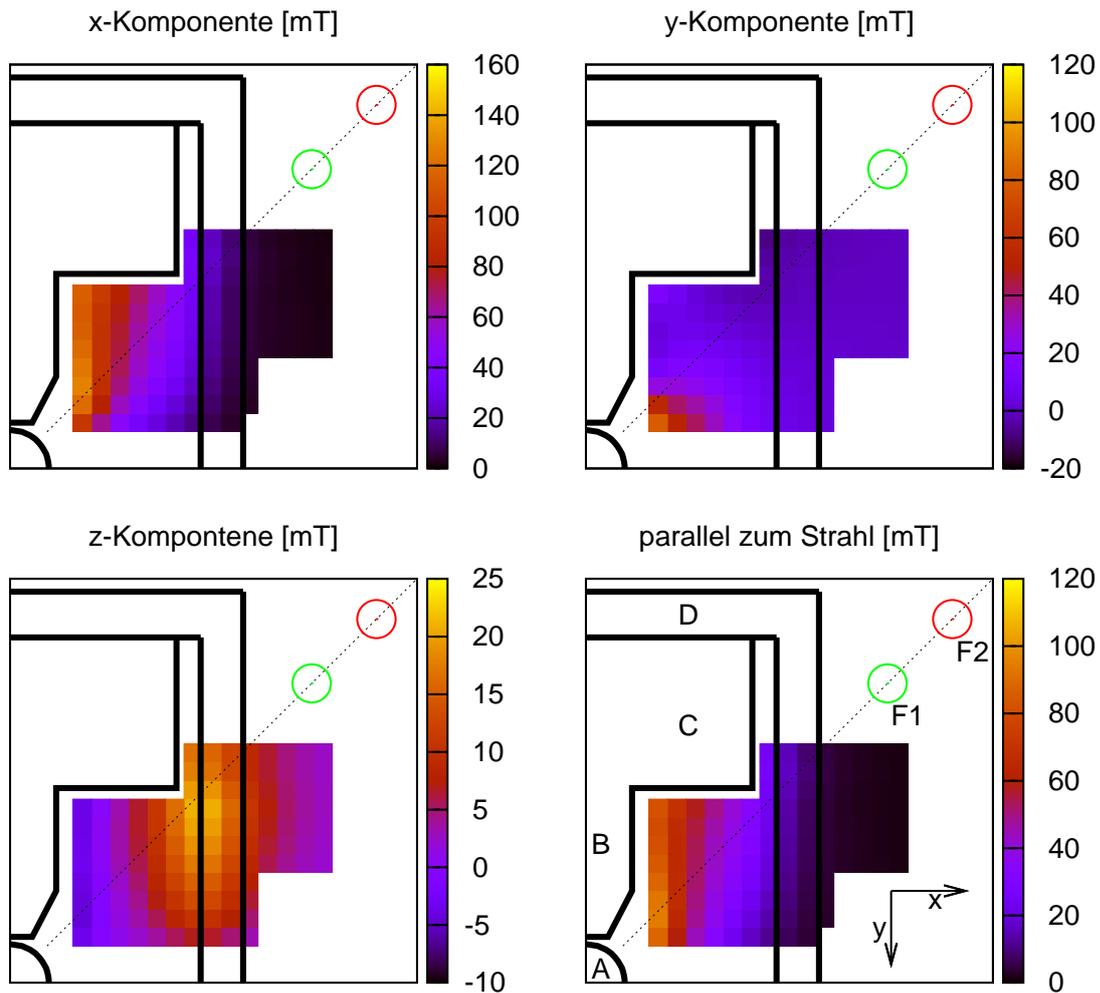


Abbildung 4.6: Die Streufeldkomponenten des Magneten zur Festlegung der Fensterpositionen relativ zu UHV-Kammer A, Polschuh B, Spule C sowie dem Joch D. Die möglichen Fensterposition befinden sich auf der Winkelhalbierenden. Innerhalb des Jochs beträgt das Streufeld auf dieser Linie zum Teil noch 100 mT, außerhalb fällt es jedoch schnell ab.

Neben den drei Komponenten ist im rechten unteren Graphen der Anteil parallel zur Winkelhalbierenden dargestellt, welcher in Bezug auf die Faradaydrehung die entscheidende Rolle spielt. Die ursprünglich geplante Position der Fenster ist durch den grünen Kreis (F1), die aktuelle Position durch den roten Kreis (F2) angezeigt.

zum einen für Messung der Hysteresekurven in der MOKE-Kammer als auch für die Messung der Suszeptibilität beim Aufdampfen oder Abtragen der Schichten verwendet wird. Es handelt sich um einen statischen, photometrischen Ellipsometrieaufbau. In der Abbildung sind zwei verschiedene Strahlengänge eingezeichnet. Zum einen der Strahlengang (rot) für einen nicht fokussierten Laser. In grün sind die für eine Fokussierung auf der Substratoberfläche zusätzlich benötigten Bauteile sowie der dazugehörige Strahlengang eingezeichnet.

Das Laserlicht wird mit dem Polarisator 1, einem Glan-Thompson-Prisma, mit einem Verhältnis von 10^{-8} linear polarisiert. Das Licht trifft unter 45° auf die Probe und wird reflektiert. Um s-polarisiertes Licht zu erhalten, wird die Polarisationsrichtung von Polarisator 1 so gewählt, dass sie senkrecht auf der Einfallsebene des Lichts steht. Nach der Reflexion durchläuft das Licht eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte und wird anschließend durch den zweiten Polarisator analysiert.

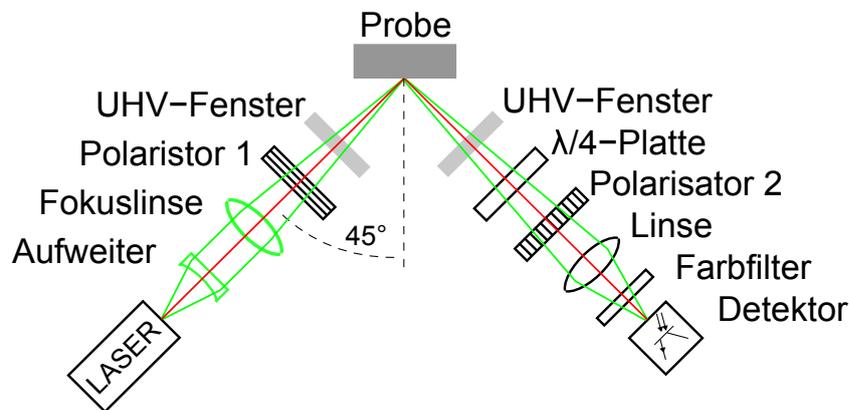


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung des MOKE-Messaufbaus. Rot: der Strahlengang ohne Fokussierung. Grün: durch den Einbau eines Aufweilers sowie einer Fokussierlinse kann der Strahl auf einen kleinen Spot auf der Probe fokussiert werden.

Dieser wird durch Minimierung der Intensität in Auslöschung zu Polarisator 1 orientiert. Um unterschiedliche Vorzeichen der Kerr-Rotation, und damit unterschiedliche Vorzeichen der Magnetisierung, messen zu können, wird der Polarisator 2 anschließend um einen festen Winkel ϑ aus der Auslöschung herausgedreht⁴. Das Licht, das den Analysator passieren kann, wird von einer Sammellinse in den Detektor fokussiert. Durch einen Farblinienfilter wird sichergestellt, dass nur das Licht des Lasers in den Detektor gelangt. Mit einem Phototransistor wird das Licht in eine elektri-

⁴typische Verkippung: $\vartheta = 12.46 \mu\text{rad}$

sche Spannung umgewandelt und über einer Verstärkerschaltung an den Computer ausgegeben.

Um die Polarisation nicht durch den Durchgang durch optische Elemente zu verändern, sollten die Polarisatoren bzw. die $\lambda/4$ -Platte das letzte Bauelement vor bzw. nach der Probe sein. Durch den Aufbau des Experiments im UHV ist dies nicht möglich, da jeweils die UHV-Fenster auf dem Weg zur Probe passiert werden müssen. Um die dabei entstehende Doppelbrechung auszugleichen muß die $\lambda/4$ -Platte eingesetzt werden [Qiu99]. Diese bewirkt aber auch, dass nur die Kerr-Elliptizität ε und nicht die Kerr-Rotation gemessen werden kann.

Auch für die Fokussierung sollten die dafür benötigten optischen Elemente vor dem Polarisator 1 eingebaut werden. Dieser Umstand begrenzt die mögliche Strahlgröße des Lasers, da dieser zuerst parallel aufgeweitet und dann fokussiert werden muß, um eine möglichst kleine Strahltaile zu erhalten [Kog66]. Je größer diese Aufweitung ist, umso kleiner kann die Strahltaile werden. Mit dem Einbau eines Aufweilers sowie einer Fokussierlinse kann der Strahl im MOKE-Aufbau fokussiert werden. Dabei wird durch die Apertur des Polarisators der maximale Strahldurchmesser und damit die minimale Fokusgröße festgelegt.

Mit dem Elektromagneten kann nun ein Magnetfeld durchgeführt werden und die magnetische Antwort der Probe über die Intensität gemessen werden. Die im Detektor gemessene Intensität ist proportional zur der durch die Magnetisierung der Probe verursachte Elliptizität des Lichts. Durch Kenntnis des Signals in Auslöschung I_0 und der Verkippung aus der Auslöschung ϑ kann die Intensität I in Elliptizität umgerechnet werden. Es gilt

$$\varepsilon = \frac{I(\mu_0 H) - I(-\mu_0 H)}{\bar{I} - I_0} \cdot \frac{\vartheta}{4} \quad (4.1)$$

wobei \bar{I} der Mittelwert der gemessenen Signale und $I(\mu_0 H)$ bzw $I(-\mu_0 H)$ deren Sättigungswerte bei positivem bzw negativem H-Feld darstellen.

4.3.1 Messung der Suszeptibilität mittels MOKE

Derselbe Aufbau kann auch zur Messung der magnetischen Nullfeldsuszeptibilität $\chi = \left. \frac{\partial M}{\partial H} \right|_{H=0}$ genutzt werden. Dazu wird die Magnetisierung durch ein kleines magnetisches Wechselfeld $\Delta H = 80$ A/m moduliert. Für die polare Suszeptibilität wird ein Modulationsfeld senkrecht zur Probenoberfläche benötigt. Da auf die Probe Masken aufgesetzt werden sollen, darf sich oberhalb keine Spule befinden, was eine Helmholtz-

geometrie der Spulen ausschließt. Um trotzdem ein homogenes Feld zu gewährleisten, liegt eine einzige Luftspule in der Ebene der Probenoberfläche. Die Spule besteht nur aus einer einzigen Leiterschleife mit 12 mm, die das Substrat umschließt (vgl. Abbildung 4.8). Sie ist verfahrbar und kann mit ihren Anschlüssen soweit verschoben werden, dass der Transfer der Probe nicht blockiert wird.

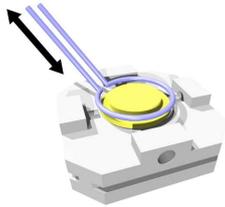


Abbildung 4.8: Die Spule zur Modulation der Magnetisierung besteht aus einer einzigen Leiterschleife und kann auf den Probenhalter abgesenkt werden, sodass sie in der Ebene des Substrats um dieses herum liegt.

Spulen für eine longitudinale Geometrie, d.h. Magnetfeld in der Probenebene, würden über die Probenoberfläche hinausragen und sind damit schwer mit der Möglichkeit zum Aufsetzen von Masken zu kombinieren. Deswegen wurde in diesem Experiment auf die Möglichkeit zur Messung der longitudinalen Suszeptibilität verzichtet.

Das Vorgehen zur Messung des magnetooptischen Kerreffekts ist genau wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben. Mit Hilfe eines Lock-in-Verstärkers kann die Änderung der Elliptizität $\Delta\varepsilon$ während der Modulation gemessen werden. Solange die Modulationsfrequenz klein gegenüber der reziproken Relaxationszeit der Magnetisierung ist, folgt die Magnetisierung dem Modulationsfeld quasistatisch und kann mit den Betrachtungen aus 3.2 behandelt werden. Die Elliptizität ist proportional zur Änderung der Magnetisierung ΔM , sodass der Quotient $\frac{\Delta\varepsilon}{\Delta H}$ ebenfalls proportional zur Suszeptibilität ist. Mit den Größen für Auslöschung I_0 und Verkippung der Polarisatoren ϑ kann dieser bestimmt werden

$$\chi \sim \frac{\Delta\varepsilon}{\Delta H} = \frac{\vartheta \Delta I}{4 I_0} \cdot \frac{1}{\Delta H} \quad (4.2)$$

Kennt man die Sättigungselliptizität $\varepsilon_s(d)$ in Abhängigkeit der Schichtdicke erhält man mit $M = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_s(d)} \cdot M_s$ die Suszeptibilität in SI-Einheiten

$$\chi = \frac{\Delta M}{\Delta H} = \frac{M_s}{\varepsilon_s(d)} \frac{\Delta\varepsilon}{\Delta H} = \mu_0 \frac{M_s}{\varepsilon_s(d)} \frac{\Delta\varepsilon}{\Delta B} \quad (4.3)$$

4.3.2 Geometrie und Abmessung der MOKE-Kammer

Aus den gewonnenen Erkenntnissen lässt sich die Geometrie und die Abmessungen der MOKE-Kammer festlegen, welche zwischen den Polschuhen des Magneten ange-

bracht wird, vgl. Abbildung 4.3. Die Konstruktion sieht eine Kammer vor, an der drei Fenster jeweils um 90° versetzt in einer Ebene angebracht sind. Zusätzlich wird ein Beobachtungsfenster benötigt.

Durch die Überlegungen zum Streufeld ist der Abstand von der Probenposition zur Fensteroberfläche 282 mm gross. Der Durchmesser der Rohre, durch die der Laserstrahl zwischen Probe und Fenster verläuft, ist durch den seitlichen Abstand zum Polschuh, zu den Spulen als auch zum Joch des Magneten begrenzt. In seiner Grundkonfiguration kann der Magnet so genutzt werden, dass annähernd ein 45° -Einfall des Lasers möglich ist. Dies gelingt aber nur mit einem beliebig klein ausgedehnten Laserstrahl, da die Spulen im Strahlengang stehen (vgl. Abb. 4.4 Pos A und B).

Durch vier Zwischenstücke aus reinem Eisen wurde das Joch des Magneten um 30 mm so vergrößert, dass die Spulen nicht mehr mit den Strahlrohren kollidieren können. Ausserdem kann durch herausdrehen der Polschuhe deren Abstand so gewählt werden, dass ein realistischer Rohrdurchmesser möglich wird.

Als Kompromiss zwischen minimalem Abstand der Polschuhe und einer möglichst grossen Winkelakzeptanz werden 16×1 mm Stahlrohre verwendet. Durch den Innendurchmesser von 14 mm kann der Laserstrahl auch noch bei einer Verkipfung der Probe von $\pm 1.7^\circ$ durch die Apparatur laufen.

Ursprünglich waren auf den Rohrenden kleine CF16-Fenster angebracht. Es stellte sich jedoch heraus, dass schon bei kleinsten Fehlstellungen der Probe der Laserstrahl durch den Randbereich der Fenster geht, in welchem diese nicht mehr homogen transparent sind und es zu Störungen kommt. Zusätzlich können diese Störungen auch von dem ferromagnetischen Metall-Glas-Übergängen⁵ hervorgerufen werden, die zu Faradaydrehung im Licht führen. Deshalb wurden an den Rohrenden größere, tubulierte CF40-Fenster angebracht, die keinen magnetischen Metall-Glas-Übergang haben und eine große, homogene Durchgangsfläche bieten. Durch die benötigten Übergangsstücke und die tubulierten Fenster ändert sich die Position der Fensterfläche relativ zum Magneten. In Abbildung 4.6 sind diese Positionen mit F2 gekennzeichnet.

Die eigentliche MOKE-Kammer hat einen Innendurchmesser von 38 mm und auf der Ebene der Strahlrohre ein zusätzliches CF16-Fenster, das zur Beobachtung und Positionierung des Lasers auf der Probe dient. Aus Platz und damit fertigungstechnischen Gründen konnte für dieses jedoch nur ein 12×1 mm-Rohr verwendet werden, was das Sichtfeld auf die Probe stark einschränkt. Zum Auffinden von Nanostrukturfel-

⁵Kovar

dern kann ein Teleskop⁶ mit einer Vergrößerung von 30x vor diesem Fenster montiert werden.

Die MOKE-Kammer ist über einen differentiell gepumpten Drehflansch mit der UHV-Kammer verbunden. Dadurch lässt sich der Magnet mit der gesamten MOKE-Kammer um die Probe drehen. Beim Wechsel von polarer zu longitudinaler Messgeometrie bewegen sich der Laser, der Detektor und die Probe relativ zueinander nicht. Für die Änderung der Magnetfeldrichtung wird der Magnet um die Probe herumgedreht, wie es in Abbildung 4.9 dargestellt ist. Durch die Drehung der Kammer werden nur die Fenster gewechselt, der Strahlengang und somit die Position des Strahls auf der Probe und die Reflexion in den Detektor bleibt davon unbeeinträchtigt.

Durch diesen Wechsel der Messgeometrie ohne Verlust der Position auf der Probe kann eine Messung der exakt selben Struktur in beiden möglichen Geometrien durchgeführt werden. Dies ist insbesondere dann wichtig, wenn die magnetische Probe kein homogener Film ist, sondern zum Beispiel nur aus einer Anordnung von Nanostrukturen besteht. Damit würden schon eine geringe Abweichungen von wenigen Mikrometern dazu führen, dass ein anderes Verhältnis von Struktur und Substrat in der Messung auftritt.

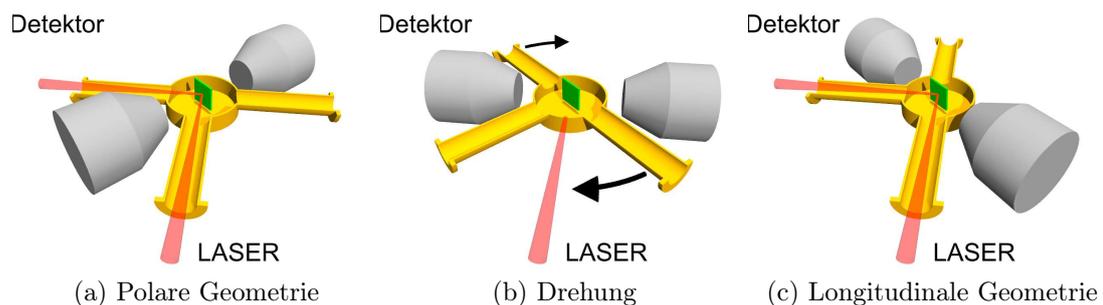


Abbildung 4.9: Zum Wechseln zwischen polarer (a) und longitudinaler (c) Messgeometrie wird der Magnet (grau) mit der Kammer (gelb) um die Probe (grün) gedreht. Laser, Probe und Detektor bleiben auf den selben Position fix zueinander stehen. Dadurch bleibt die Position des Lasers auf der Probe erhalten und die Struktur kann in beiden Geometrien vermessen werden, ohne neu einjustieren zu müssen.

4.3.3 Strahldurchmesser des Diodenlasers

Um bei den MOKE-Messungen kleiner Nanostrukturfelder das Signal-Rausch-Verhältnis zu vergrößern, muß die Flächenfüllung der Nanostrukturen im Laserspot erhöht wer-

⁶Linios Ablesefernrohr

den. Dazu ist es notwendig, dass der Laser auf die Probe fokussiert wird, um eine möglichst kleine Fläche zu beleuchten. Neben einem HeNe-Laser mit 0.8 mm Durchmesser und einer Wellenlänge von 632.8 nm wird dazu eine Laserdiode eingesetzt. Diese hat eine Wellenlänge von 635 nm.

Der Diodenlaser ist werkseitig mit einem Mikrofokusgenerator⁷, einem Linsensystem aus Expander und Fokussierlinse, ausgestattet. Die Fokusslänge kann über eine Stellschraube verändert werden und liefert laut Unterlagen bei 490 mm Abstand den minimalen Strahldurchmesser ($1/e$) von 65 μm . Verändert sich der Abstand des Lasers zur Probe, vergrößert sich der Strahldurchmesser auf der Probe etwas.

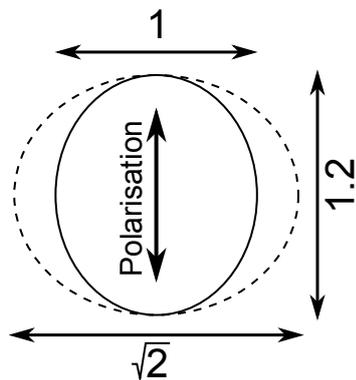


Abbildung 4.10: Die Laserdiode hat ein Aspektverhältnis von 1 zu 1.2 wobei sie entlang der längeren Achse polarisiert ist. Bei 45°-Einfall auf der Probe vergrößert sich der Spot in horizontaler Richtung, sodass die ausgeleuchtete Fläche auf der Probe $\sqrt{2} \times 1.2$ mal dem Nenndurchmesser groß ist.

Die Laserdiode liefert einen elliptischen Strahl, der mit einem Achsenverhältnis von 1:1.2 fast kreisförmig ist (siehe Abbildung 4.10). Der Strahl ist entlang der längeren Achse mit einem Verhältnis von etwa 1 zu 200 polarisiert. Da für die MOKE-Messungen s-polarisiertes Licht verwendet wird, muss diese Achse vertikal stehen und der Strahldurchmesser vergrößert sich in dieser Richtung um 20 %. Auch in der Horizontalen wird der Strahl um den Faktor $\sqrt{2}$ größer, da der Laser im Experiment unter 45° auf die Probe trifft und entsprechend reflektiert wird. Der Bereich, der von dem Laser beleuchtet wird ist damit optimal $92 \times 78 \mu\text{m}^2$ klein.

Zur genauen Bestimmung wird eine scharfe Metallkante auf Silizium aufgedampft und ein Linienprofil, vgl. Abbildung 4.11, der reflektierten Intensität über dieser bestimmt. Damit kann der minimale Laserspot an der Probenposition eingestellt werden. Der minimal erreichbare Strahldurchmesser ($1/e$) des Systems ist $(91 \pm 3) \times (76 \pm 2) \mu\text{m}^2$. Geringere Werte erreicht man bei so großen Abständen zwischen Probe und den Fenstern nur, wenn der Strahl vor dem Fokussieren weiter aufgeweitet wird. Dies wird aber durch den maximalen Durchgang der Polarisatoren von 9.5 mm und dem Innendurchmesser der Strahlrohre (14 mm) begrenzt.

⁷Schäfter+Kirchhoff, Typ 13MC-S500-S + 55CM-635-3-B08-M25-C-6

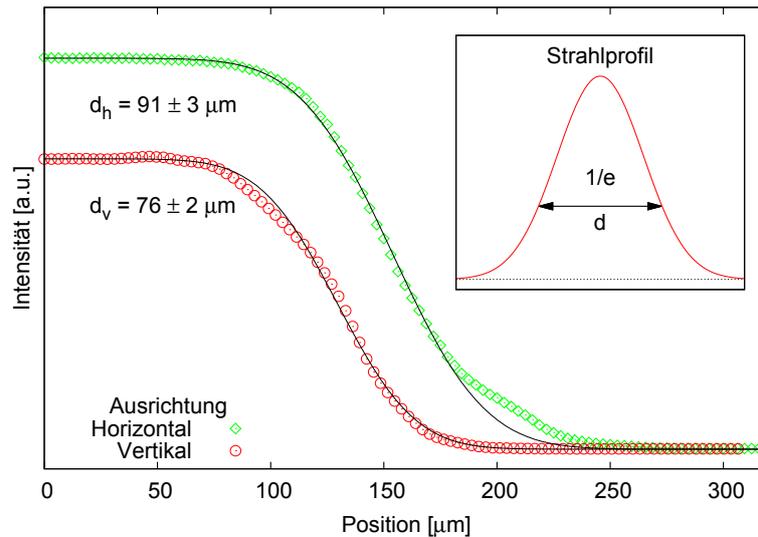


Abbildung 4.11: Strahldurchmesser des Diodenlasers am Probenort. Dieser wurde durch Messung der Intensität in einem Linienprofil über eine scharfe Kante bestimmt. Aufgrund des großen Abstands von etwa 460 mm und dem Durchmesser der Strahlrohre von 14 mm kann der Laser nur auf etwa $91 \mu\text{m}$ fokussiert werden.

4.3.4 Schwingungsdämpfung

Bei allen durchgeführten Experimenten waren unterschiedlich geartete Schwingungen der gesamten Anlage ein großes Problem. Das System reagierte unter anderem auf Bewegungen von Personen im Labor. Insbesondere bei Messungen an Strukturfeldern war ohne Schwingungsdämpfung überhaupt keine Messung möglich.

In der MOKE-Kammer ist die Probe an einem etwa 300 mm langen Stab befestigt. Die Länge dieses Probenhalters resultiert aus den Dimensionen des Magneten, in den die Probe hineintransferiert werden muß (Abstand zwischen Probenposition und 150 mm). Um die Probe zu transferieren und um deren Winkel im Magnetfeld einzustellen, ist der Probenstab an einer Drehdurchführung befestigt. Durch den langen Arm kam es bei den ersten Messungen zu starken Schwingungen, deren Amplitude so groß waren, dass Strukturen in der Größenordnung des Laserspots nur noch sehr schlechte Signal-Rausch-Verhältnisse lieferten.

Um dieses Problem zu beheben, wird der Stab nun durch ein Gleitlager aus Phosphorbronze 60 mm über der Probe abgefangen. Herkömmliche Kugellager können nicht verwendet werden, da der verwendete Stahl magnetisch ist. Das Gleitlager ist in einem 250 mm langen Rohr konzentrisch an der Drehdurchführung angebracht.

Durch diese Unterstützung konnten die Amplituden der Schwingungen stark redu-

ziert werden, sodass der Messaufbau auch für kleine Strukturfelder genutzt werden kann.

Zusätzlich wurde die ganze Anlage auf vier Gummipuffer (\varnothing 150 mm) gestellt, um Schwingungen vom Fußboden nicht auf die Anlage zu übertragen. Dadurch ist gewährleistet, dass man sich auch während einer Messung im Labor bewegen kann, ohne durch die Schritte die Messung zu beeinflussen.

4.4 Energieverteilung der Ionen

Die eingebaute Ionenkanone erzeugt einen kreisförmigen Strahl mit einer gaussförmigen Intensitätsverteilung. Da der Strahl divergent ist, muss nicht über die Probe gerastert werden. Der Strahldurchmesser in der Probenebene ist 3.5 cm groß. Über die Probenbreite von 8 mm ist die Intensität homogen.

Die Kanone ist einfach aufgebaut und kann über das Anlegen einer einzigen Hochspannung betrieben werden. Die benötigten elektrischen Potentiale werden bei einem festgelegten Emissionsstrom⁸ durch Spannungsteiler erzeugt.

Zum Messen der Energieverteilung der Ionen wird eine Gegenspannung an den Probenhalter angelegt und der Strom der auftreffenden Ionen gemessen. In Abbildung 4.12 ist der Ionenstrom gegen die Gegenspannung aufgetragen. Man sieht das die maximale auftretende Ionenenergie mit 425 eV kleiner ist als die Beschleunigungsspannung 500 V. Dies ist auf die große Extraktionsspannung, also dem Potentialunterschied des Filaments zur Anode, zurückzuführen. Dadurch sind die Argonatome zum Zeitpunkt der Ionisation nicht auf dem Beschleunigungspotential und es kommt zu einer breiten Energieverteilung.

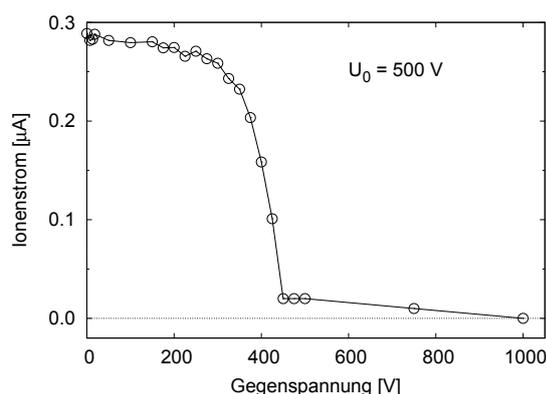


Abbildung 4.12: Energieverteilung der Ionen bei einer angelegten Beschleunigungsspannung von 500 V.

⁸ $I_{emis} = 5 \text{ mA}$

5 Durchführung der Experimente

Im Folgenden werden die Methoden erläutert, die zur Durchführung der Experimente dieser Arbeit notwendig sind. Nach einer allgemeinen Beschreibung der Präparation und der thermischen Deposition von Filmen wird die Herstellung und Nutzung von Masken zur Produktion von Nanostrukturen diskutiert. Darauf folgend wird auf die zur Untersuchung dieser Strukturen entwickelten Methoden eingegangen. Der zweite Teil stellt die Durchführung der Untersuchungen des Magnetisierungsverhaltens von Co/Au(111)-Filmen, die durch Ionenätzen abgetragen werden, dar.

5.1 Präparation des Au(111)-Kristalls

Für die Experimente, bei denen epitaktische Schichten hergestellt werden sollen, wird die Oberfläche eines Au(111)-Kristalls in mehreren Zyklen durch Beschuss mit Argon-Ionen und anschließendes Ausheilen gesäubert. Auf dem präparierten Kristall bildet sich eine $23 \times \sqrt{3}$ Überstruktur aus, die wegen ihrer Form Fischgräten-Rekonstruktion [Per74, Har85], englisch „herringbone reconstruction“ oder „chevron phase“, genannt wird. Rousset et al. untersuchten speziell diese Rekonstruktion mit dem Rastertunnelmikroskop [Rou03]. Die Probenpräparation zur Erzeugung der Überstruktur wurde durch mehrmaliges Sputtern mit 600 eV Ar⁺-Ionen und Ausheilen bei etwa 530 °C erreicht. In der Arbeit von Rousset et al. wird zusätzlich das Wachstum von Kobalt auf dieser Oberfläche untersucht.

Da ebenfalls solch eine Au(111)-Oberfläche präpariert werden soll, wurden für das Ionenätzen sowie für das Ausheilen in unserem Experiment Parameter gewählt, die den obigen entsprechen. Bei einem Druck von $5 \cdot 10^{-6}$ mbar Argon wird die Oberfläche unter 45° mit Ar⁺-Ionen beschossen. Die Energie der Ionen liegt dabei bei 500 eV. Die Temperatur beim anschließenden Ausheilen beträgt etwa 550 °C.

In der Anlage gibt es keine Möglichkeit, eine Analyse der Oberfläche vorzunehmen. Bei den Messungen von S. Pütter [Pü00] wurde die Oberfläche sowohl mittels LEED als auch Auger-Spektroskopie untersucht und anschließend Co aufgedampft. Aus dem

Vergleich des Aufdampfverhaltens in dieser Arbeit wird darauf zurückgeschlossen, dass die Oberfläche mit der Fischgrätenrekonstruktion auch in der hier durchgeführten Arbeit, in der sie mangels Oberflächenanalyse (LEED) nicht direkt nachgewiesen werden kann, vorliegt.

5.2 Präparation der Kobaltschichten

Bei allen Experimenten dieser Arbeit wird das magnetische Material (Kobalt) mittels thermischen Verdampfens auf das Substrat aufgebracht. Durch die geringen Aufdampfraten von unter einer Monolage pro Minute können ideale Bedingungen für epitaktisches Wachstum gewährleistet werden. In den Verdampfern (Typ Omicron EFM 3) wird das zu verdampfende Material durch eine Elektronenstoßheizung bis zum Schmelzpunkt aufgeheizt. Das Verdampfergut ist ein 2 mm dicker Stab, dessen freies Ende in der Mitte einer Filamentwindung sitzt. Durch Anlegen einer Hochspannung ($\approx +1$ kV) am Verdampfergut werden Elektronen aus dem Filament auf die Spitze beschleunigt und heizen diese auf. Vom Ende des Stabs, der durch die Oberflächenspannung kugelförmig (\varnothing 2.8 mm) aufschmilzt, verdampft das Material. Durch einen kleinen Kanal, der mit einer Blende geschlossen werden kann, verlässt ein definierter Materialstrahl den Verdampfer in Richtung Probe.

Zusammen mit dem kleinen Quelldurchmesser führt der große Abstand des Verdampfers zur Probe (≈ 100 mm) zu nahezu parallelem Einfall und es kommt nur zu einer geringen Paralaxe. Dadurch können mittels Maskentechniken Strukturen aufgedampft werden, die nur sehr geringe Kantenverbreiterung zeigen [Yam96, Des99]. Dieses wird in Abschnitt 6.1 näher diskutiert.

Um ein Maß für die Aufdampfgeschwindigkeit zu bekommen, wird der Strom der verdampften Atome¹ im Verdampferkanal gemessen werden. Die in diesen Experimenten gewünschten Aufdampfraten (≤ 1 ML/Min) entsprechen Strömen von etwa 100 nA. Durch Integration des Stroms auf einer zusätzlichen Elektrode kann die Schichtdicke nach erfolgter Dickenkalibrierung zuverlässig reproduziert werden.

In dieser Arbeit wird die Schichtdicke über den Vergleich mit Messungen der Suszeptibilität von S. Pütter [Pü00] ermittelt, die die Schichtdicke beim Aufdampfen mittels MEED-Oszillationen² kalibriert hat. Dabei werden Elektronen streifend auf die Probe geschossen und gestreut. Bei lagenweisem Wachstum werden für vollstän-

¹Der Anteil der gemessenen ionisierten Atome im Strahl ist bei den gegebenen Parametern konstant

²Medium Energy Electron Diffraction

dige Lagen Maxima in der Intensität der Beugungsreflexe gemessen. Darüber kann dann die Schichtdicke auf Bruchteile einer Monolage genau bestimmt werden.

In der UHV-Kammer ist der Co-Verdampfer mit vertikaler Strahlrichtung eingebaut, sodass bei horizontaler Probenoberfläche ein senkrechter Einfall gewährleistet ist. Dadurch besteht die Möglichkeit eine Maske ohne Befestigung auf dem Substrat abzulegen und durch diese hindurch Strukturen aufzudampfen, vgl. 5.3.2.

5.3 Maskenherstellung

5.3.1 SiN-Masken

Zur Herstellung der Masken werden in dieser Arbeit Siliziumnitridmembranen der Firma Silson verwendet. Das Membranfenster ist in einer Vertiefung in der Mitte eines $5 \times 5 \text{ mm}^2$ großen, 0.2 mm dicken Siliziumträgers angebracht. Für die Masken wurden verschiedene Fenstergrößen und Membrandicken getestet, da die Masken beim Bearbeiten einreißen können. Die 100 nm dicken Membranen mit einer Fläche von $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ stellen einen guten Kompromiss zwischen Stabilität, Bearbeitungsdauer und nutzbarer Fläche dar.

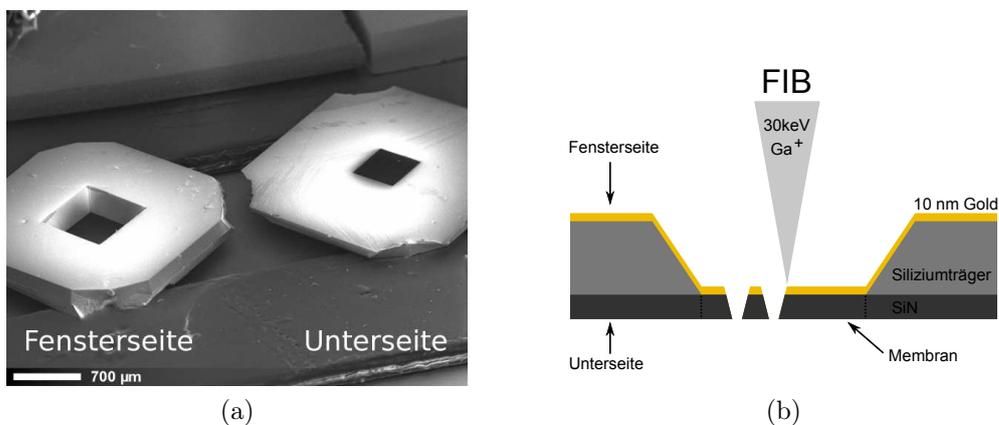


Abbildung 5.1: (a) SEM-Aufnahme der Siliziumträger mit der Membran [Sti07] (b) Schematische Darstellung der Strukturierung einer SiN-Membran mit einem fokussierten Ga⁺-Ionenstrahl (FIB).

Um Aufladungseffekte beim Strukturieren mit der FIB zu verhindern, werden vorher mit einem Sputtercoater 10 nm Gold auf der Fensterseite der Membran aufgebracht, vgl. Abb. 5.1. Dadurch wird verhindert, dass sich die dünne Membran durch elektrostatische Kräfte verbiegt und zerstört wird. Das Ätzen der Öffnungen wird

im Anschluss mit 30 keV-Ga⁺ Ionen auf der Fensterseite der Maske durchgeführt. Durch die Verbreiterung und die Fokussierung des Strahls sowie Redeposition von Material werden die Strukturen auf der oberen und der unteren Seite verschieden groß. Die relevante Größe der Maskenelemente ist die auf der glatten, unbedampften Unterseite der Membran. Diese liegt bei der späteren Nutzung als Maske direkt auf dem Substrat auf.

5.3.2 Aufbringen der Masken auf die Halterung

Das Ziel ist es, Strukturen im UHV auf einem Substrat zu erzeugen. Dafür muß deren Oberfläche wie in Abschnitt 5.1 beschrieben, präpariert werden. Dafür darf die Maske nicht einfach auf ein Substrat aufgesetzt und dieser Verbund in das Vakuum eingeschleust werden. Stattdessen sollen die Masken erst im Ultrahochvakuum auf das Substrat aufgebracht werden. Dadurch kann das Substrat im Vakuum durch Ionenätzen und Ausheilen präpariert werden und ermöglicht epitaktisches Strukturwachstum. Es wurde ein Verfahren entwickelt, das es erlaubt die Masken unter den eingeschränkten Möglichkeiten zur Manipulation im UHV reproduzierbar aufzusetzen. Dabei soll der Abstand der Maske zur Oberfläche minimiert und gleichzeitig der Einkristall nicht beschädigt werden. Hierfür werden die Masken auf einer Halterung aufgebracht, mit deren Hilfe das Einschleusen ins Vakuum und das Aufsetzen auf der Probe ermöglicht wird.

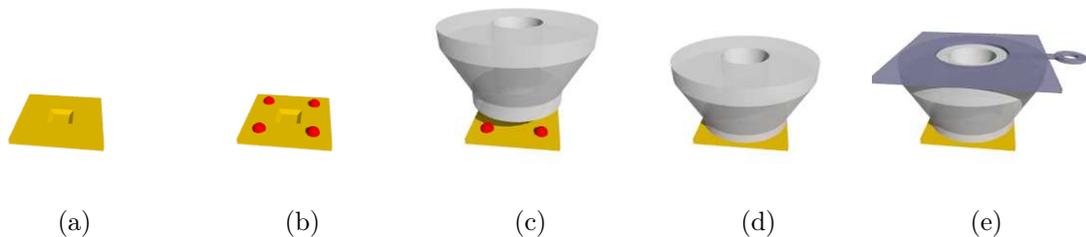


Abbildung 5.2: Zum Aufkleben der Siliziumnitrit-Membranfenster (a) werden UHV-Epoxidharz-Klebefunkte (b) aufgebracht und der Maskenhalter (c)&(d) aufgesetzt. Anschließend wird dieser an einem Omicronhalter angeschraubt (e) (Schema ist nicht maßstabsgetreu).

Der Maskenhalter besteht aus einem Kegelstumpf aus Edelstahl mit einer zentralen Bohrung. Für eine größere Winkelakzeptanz beim Aufdampfen weitet sich der 2 mm-Kanal durch den Kegel oberhalb des 1 mm dicken Bodens auf einen Durchmesser von 7 mm.

Die Maske wird auf der Unterseite des Bodens hinter dem Loch befestigt. Da die Membran beim Aufdampfen ohne Abstand auf dem Substrat aufliegen soll, muss sie direkt auf den Halter geklebt werden, vgl. Abbildung 5.2. Diese Methode ist irreversibel, da die Masken beim Ablösen des Klebers reißen. Ein Klammer- oder Schraubmechanismus zur Befestigung ist nicht möglich, da die geringen Abmessungen der Maske keine Lösung zulassen, bei der die Klammer nicht zu einem Abstand zwischen Maske und Substrat führt. Mit Hilfe von UHV-Epoxidharz³ wird die Maske an den Kegelstumpf geklebt, welcher anschließend für 10 Minuten bei 150 °C ausgehärtet wird.

Zur Gewährleistung einer zentrischen Positionierung der Maske über dem Kanal, wird eine zweiteilige Aufsetzhilfe verwendet. Auf dieser befindet sich eine quadratische Aussparung von 0.1 mm Tiefe, in die die Maske mit der Membran nach unten gelegt wird. Anschließend werden vier kleine Klebepunkte mit einer Nadel auf dem Boden des Kegelstumpfs aufgebracht. Mit dem zweiten Teil der Aufsetzhilfe wird nun der Kegelstumpf langsam auf die Maske abgesenkt, sodass die Klebepunkte genau auf die Ecken der Maske treffen. Dadurch wird eine sehr gute Orientierung der Membran auf dem Halter erreicht.

Um den Maskenhalter im Vakuum zwischen der Aufdampfposition und der MOKE-Kammer zu bewegen, wird er mit zwei Schrauben an einen Omicron-Probenhalter geschraubt. Dieser erleichtert außerdem eine Orientierung der Drehung der Maske relativ zum Substrat.

5.3.3 Positionierung der Masken auf dem Substrat

Im Unterschied zu den in der Literatur mittels Maskentechnik erzeugten Nanostrukturen [Des99, Kö99], werden die Masken hier nicht an die Probe angeklemt, sondern liegen nur auf dem Substrat auf und werden über das Gewicht des Maskenhalters angedrückt. Das Positionierverfahren ist in Abbildung 5.3 schematisch dargestellt. Dazu muss die Oberfläche des Substrats waagrecht im Vakuum eingebaut sein. Der Kegelstumpf des Maskenhalters hängt in einem kegelförmigen Loch im Maskenmanipulator. Nach der Positionierung der Maske (Abb. 5.3a) wird die Probe hochgefahren und hebt so die Maske aus dem Maskenmanipulator (Abb. 5.3b). Die Idee ist, dass die Maske nun plan auf der Oberfläche liegt und der Maskenhalter frei auf der Probe steht. Dabei wird durch die Kegelform verhindert, dass der Maskenhalter beim

³EPO-TEK H20E

Hochheben im Maskenmanipulator verkantet. Außerdem ist dadurch die Position des Dampfkanals und damit die der Maske auf der Probe festgelegt. Sie liegt konzentrisch im Kreismittelpunkt des Maskenmanipulators und verändert sich beim erneuten Aufsetzen nicht. Nach dem Aufdampfen (5.3c) wird das Substrat wieder abgesenkt und der Maskenhalter liegt wieder im Maskenmanipulator auf (5.3d).

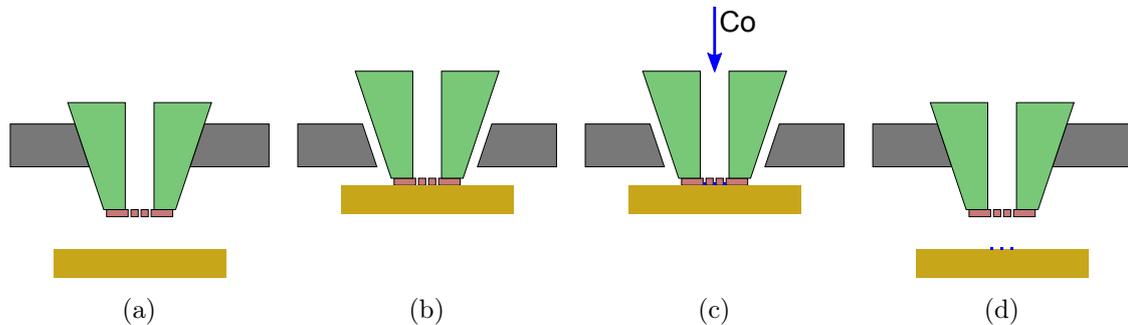


Abbildung 5.3: Aufsetzen der Maske auf das Substrat: (a) Der Maskenhalter ● hängt im Maskentisch ● (b) Das Substrat ● wird hochgefahren und hebt die Maske ● aus dem Maskentisch (c) Material wird durch die Maske auf das Substrat gedampft (d). Das Substrat mit den aufgedampften Strukturen ● wird abgesenkt und die Maske hängt wieder im Maskentisch.

5.3.4 Verrutschen der Masken beim Aufdampfen

Kobalt wird durch die Maske auf das Substrat gedampft, siehe Abbildung 5.3c, und man erhält Strukturen auf dem Substrat. Da der Maskenhalter frei auf der Probe steht, kann dieser während des Aufdampfens verrutschen. Aufgrund des geringen Abstands von wenigen zehntel Millimetern zwischen Maske und Maskenmanipulator genügen bereits geringste Schwingungen des Probenstisches, um die Maske relativ zur Probe zu verschieben. Die Länge der Probenstischhalterung ist etwa 160 mm um eine Positionierung in der Kammermitte zu ermöglichen. Dadurch werden Schwingungen des gesamten System leicht auf den Probenstisch übertragen und es kann passieren, dass die Maske um einige Mikrometer verrutscht. Geschieht dies während des Aufdampfens, so entstehen auf der Probe Doppel- oder Mehrfachstrukturen, wie sie in Abbildung 5.4 zu sehen sind. Die Schichtdicke der entstandenen Strukturen entspricht nicht mehr der nominell aufgedampften, sondern ist anteilig auf diese verteilt. Da Zeitpunkt und Häufigkeit solcher Versätze nicht planbar sind, können so keine Strukturen mit bekannter Schichtdicke hergestellt werden.

Um dieses Problem zu beheben, wurde der Probenstisch stabilisiert und weitere Maßnahmen zur Verringerung der Schwingung des gesamten Aufbaus durchgeführt. Diese sind in Kapitel 4.3.4 näher beschrieben. Um schöne Strukturen herzustellen, sollten auch mit diesen Maßnahmen während des Aufdampfens starke Bewegungen im Labor und an der Kammer trotzdem vermieden werden.

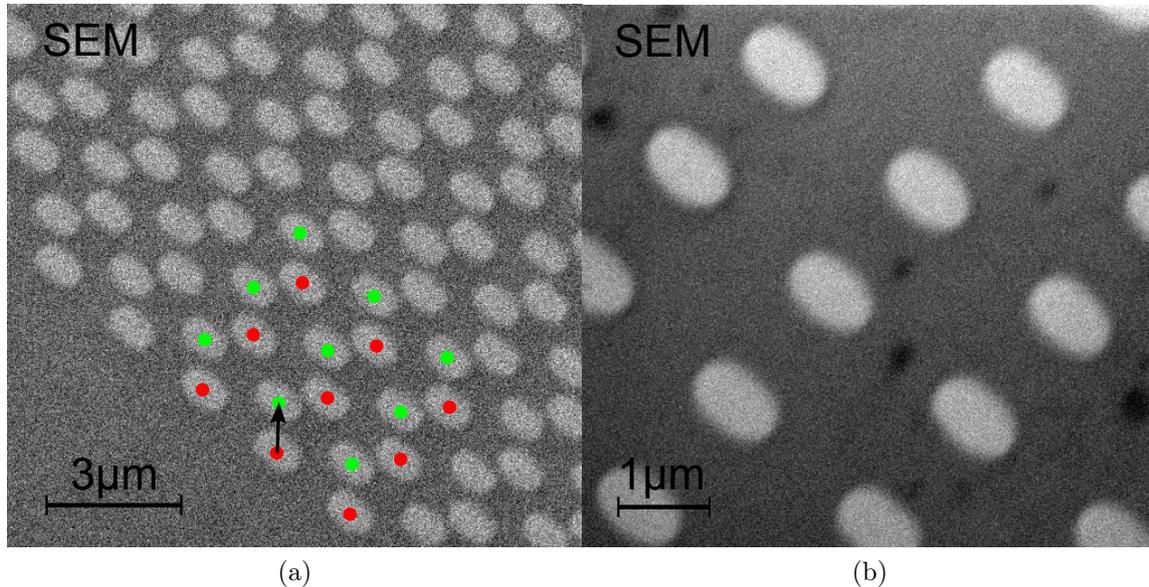


Abbildung 5.4: (a) Das rotmarkierte Gitter besteht aus $1 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ großen Co-Ellipsen mit nominell 4 nm Dicke und einer Periode von $2 \times 1.5 \mu\text{m}^2$. Während des Aufdampfens ist die Maske um $1 \mu\text{m}$ verrutscht, sodass Doppelstrukturen (grün) mit anteiliger Schichtdicke entstanden sind. (b) Eine Stabilisierung des Probenstisches verhindert das Verrutschen der Maske während des Aufdampfens.

5.3.5 Gleichzeitige Präparation von Referenzfilmen

Es hat sich als zeitaufwendig erwiesen, die Strukturen auf der Probe zu finden, da die Ausdehnungen typischer Strukturfelder von einigen $10 \mu\text{m}$ gegenüber dem scheibenförmigen Substrat mit einem Durchmesser von 8 mm sehr klein sind. Daher wurden zunächst große Markierungen mit dem FIB in die SiN-Maske strukturiert. Da aber selbst diese immer noch in einer μm -Skala sind, sind auch sie durch die geringen Schichtdicken kaum auf dem Substrat zu entdecken. Zudem ist es für die Untersuchungen sinnvoll, Referenzfilme mit auf das Substrat aufzubringen, um einen direkten Vergleich zwischen Struktur und Film bei gleicher Schichtdicke zu gewährleisten. Deswegen wurde in die Maskenhalter zusätzlich ein 1.5 mm breiter Kanal gebohrt. Da

dieses Loch zur Hälfte von der quadratischen Maske bedeckt ist, erhält man beim Aufdampfen einen Film in Form eines Halbkreises. Die gerade Kante ist sowohl optisch als auch magnetisch sehr gut zu identifizieren und dient als Anhaltspunkt zum Auffinden der Strukturen. Gleichzeitig ist der Halbkreis groß genug, um magnetisch als unendlich ausgedehnter Film angesehen werden zu können.

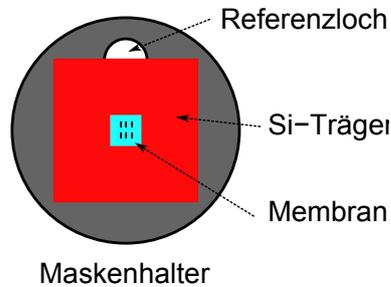


Abbildung 5.5: Schematische Aufsicht des Maskenhalters mit aufgeklebter Maske mit dem Membranfenster in der Mitte. Das Referenzloch mit 1.5 mm Durchmesser wird zur Hälfte von der Maske abgedeckt.

5.4 Auffinden der Nanostrukturen auf dem Substrat

Zur Untersuchung magnetischer Eigenschaften wird die Probe nach dem Aufdampfen der Nanostrukturen in die MOKE-Kammer transferiert. Dadurch ist es nicht möglich, dass die Position an der aufgedampft wird, nach jedem Transfer genau übereinstimmt. Ebenso kann die Position beim Vermessen nicht auf Mikrometer genau reproduziert werden. Die Strukturfelder müssen also jedesmal neu unter dem fokussierten Laserstrahl positioniert werden. Dies gestaltet sich durch die Abmessungen der Nanostrukturen problematisch, kann aber durch Ausnutzung verschiedener Hilfsmittel umgesetzt werden.

Da die Nanostrukturen in der Regel sehr dünn sind, ist der optische Kontrast auf dem Goldkristall sehr klein. Betrachtet man die Probe unter einem kleinen Winkel (ca. 10°), erhöht sich der Kontrast so, dass die Strukturen bei guter Beleuchtung mit einer Stereolupe gut zu finden sind. Wird der Laser durch das erste Rohr auf die Probe fokussiert und durch das zweite in den Detektor geführt, muss die Probe parallel zu dem in der MOKE-Kammer angebrachten Beobachtungsfenster stehen. Mit dem Teleskop kann die Probe nur durch das 12 mm-Fenster betrachtet werden. Die durch diese Öffnung nur geringen erlaubten Winkelabweichungen des Teleskops lassen in der gegebenen Geometrie kein Betrachten der Probe unter einem Winkel mit gleichzeitig einjustiertem Laser zu. Rotiert man den Probenhalter, um einen

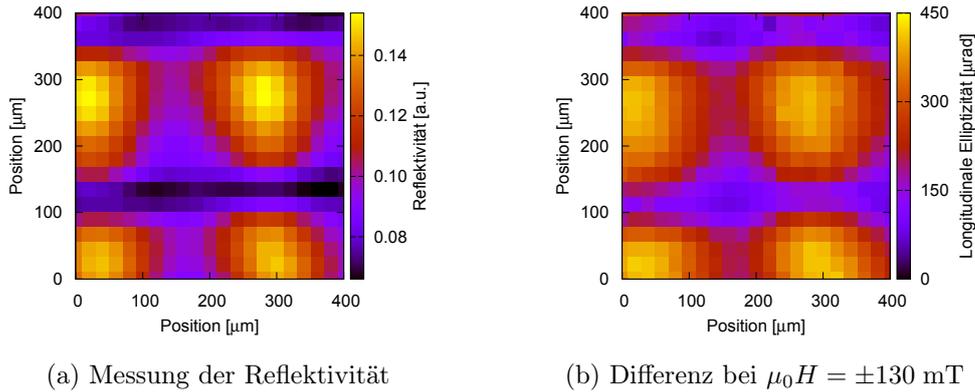


Abbildung 5.6: Rastermessung an Permalloy-Rechtecken auf Silizium, bei die (a) Reflektivität und die (b) Differenz der Sättigungssignale bei $\pm\mu_0 H$ bestimmt wurde. Aus der Differenz wird die Elliptizität berechnet.

besseren Kontrast zu erhalten, kann nicht mehr einjustiert werden, da die Drehung zurück eine kleine, aber deutliche laterale Verschiebung des Lasers ergibt.

Je kleiner Strukturen sind, die mit einem Teleskop aufgelöst werden sollen, umso mehr Licht wird benötigt. Ohne Beleuchtung gibt es auf der Oberfläche keinerlei Kontrast, sodass sogar sonst gut sichtbare Staubpartikel und Kratzer nicht zu erkennen sind. In Ermangelung einer anderen Möglichkeit muss die Probe deshalb ebenfalls durch das kleine Fenster beleuchtet werden.

Unter diesen Bedingungen gelang es nicht, die Strukturen am Messort optisch aufzulösen. Zusätzlich überstrahlt der Laser durch Streuung an den Fenstern oder der Oberfläche des Kristalls beim Betrachten der Probe alles. Daher ist es schwierig, gleichzeitig die Strukturfelder und den Laserspot zu betrachten und übereinander zu bringen.

Eine gute Möglichkeit die Strukturen zu finden bietet die Aufnahme die Intensität des reflektierten Lichts entlang eines Linienprofils. Aufgrund der deutlich unterschiedlichen Reflektivitäten von Kobalt und Gold ($\varrho_{\text{Co}} = 67\%$, $\varrho_{\text{Au}} = 95\%$, $\varrho_{\text{Si}} = 28\%$ [Sam68]) ist es möglich, Strukturkanten aufzufinden. Die Auflösung ist dabei durch den Durchmesser des Laserspots begrenzt. Durch die geringen Schichtdicken der Proben ist der Unterschied der Reflektivitäten zu gering um eine genauere Positionierung durchzuführen. In Abbildung 5.6a ist die Reflektivität von $100\ \mu\text{m}$ großen, $20\ \text{nm}$ dicken Permalloy-Rechtecken dargestellt, die in einem Gitter angeordnet sind.

Um die optimale Position des Lasers auf den Strukturfeldern zu finden, wird ein magnetisches Wechselfeld mit einer Frequenz von etwa $10\ \text{Hz}$ erzeugt. Der große

Elektromagnet kann bei dieser Umschaltgeschwindigkeit ein maximales Feld von etwa 30 mT erzeugen, welches in der Regel ausreicht, ein Schalten der magnetischen Zustände der Strukturen sehen zu können. Rastert man nun über die Probe und misst fortlaufend den magnetooptischen Kerreffekt, kann bei Darstellung des Signals auf dem Oszilloskop bei Auftreten einer Hysterese magnetisches Material festgestellt werden.

Um mit diesem Verfahren eine Karte der Probe herzustellen, reicht es aus, nicht die komplette Hysterese zu durchfahren, sondern nur die beiden Sättigungssignale zu ermitteln. Dazu werden an jeder Position nacheinander zwei entgegengesetzte Magnetfelder angelegt und dabei jeweils die Intensität im Detektor gemessen. Durch Differenzbildung kann die Elliptizität berechnet werden. Dieses als Raster-Kerr-Mikroskop [Ege90] bekannte Verfahren kann dazu genutzt werden, die Probe zu kartieren und den Laser auf dem gesuchten Strukturfeld zu positionieren. Diese Methode kann sowohl mit in der Ebene als auch senkrecht angelegtem Magnetfeld durchgeführt werden. Für die Messung der Elliptizität an obiger Probe wurde mit einer Frequenz von etwa 1 Hz über die Probe gerastert und dabei bei 130 mT und -130 mT die Intensität im Detektor gemessen (vgl. Abbildung 5.6b).

5.5 Messung der Suszeptibilität beim Aufdampfen und beim Ionenätzen

5.5.1 Beim Aufdampfen

Nach der Präparation des Substrats, des Goldeinkristalls, wird eine dünne Schicht Kobalt aufgedampft. Bis auf wenige Ausnahmen liegen die Kobaltschichtdicken in den durchgeführten Experimenten unter zehn Monolagen, sodass der Aufdampfvorgang mit dem thermischen Verdampfern nur wenige Minuten in Anspruch nimmt.

Während des Aufdampfens kann die polare magnetische Suszeptibilität gemessen werden. Dazu wird die Feldspule in die Ebene der Probenoberfläche gefahren. Mit einem Wechselstrom ($f = 113.4$ Hz, $I = 1$ A) wird ein ein magnetisches Wechselfeld von etwa 0.1 mT senkrecht zur Probenoberfläche angelegt.

Über die Messung des magnetooptischen Kerr Effekts während des Aufdampfvorgangs kann mit dem Lock-in-Verstärker⁴ die Ableitung des Detektorsignals bestimmt

⁴Integrationszeit $\tau = 300$ ms

werden. Diese ist proportional zur magnetischen Suszeptibilität $\chi = \frac{\partial M}{\partial H}$ (vgl. Abschnitt 4.3.1).

Gleichzeitig wird die Aufdampfrate über den Flußmonitor des Verdampfers gemessen, sodass eine Beziehung zwischen der Kobaltdosis und der Suszeptibilität hergestellt werden kann. Die Kobaltdosis wiederum ist proportional zur Schichtdicke.

5.5.2 Beim Abtragen

Wie in Kapitel 2 dargestellt, ist das Verhalten eines wieaufgewachsenen Co/Au(111)-Films in der Literatur schon mehrfach untersucht worden. Im Gegensatz dazu soll in den hier durchgeführten Experimenten das magnetische Verhalten bei einer Kobaltschicht untersucht werden, die durch Ionenätzen von einer Basisschichtdicke verringert wurde.

Genau wie beim Aufdampfen von Kobalt-Schichten, kann auch während Abtragens von Kobalt in der Anlage die magnetische Suszeptibilität gemessen werden. Die Probe befindet sich dabei in derselben Position wie beim Aufdampfen. Der Einfallswinkel der Argonionen auf die Probenoberfläche beträgt 45° .

Die Suszeptibilität wird auch hier zunächst in Abhängigkeit von der Zeit untersucht. Diese kann aber auch, analog zum Aufdampfen, mit dem Probenstrom in eine Ionen-dosis umgerechnet werden. Dabei muss beachtet werden, dass auch freigeschlagene Sekundärelektronen zu diesem Strom beitragen. Die Elektronenausbeute wiederum variiert mit der Rauigkeit der Oberfläche und kann beim Ionenätzen größer werden. Für eine Vergleichbarkeit der Suszeptibilität mit den Messungen während des Aufdampfens wurden alle Parameter wie Magnetfeldamplitude und -frequenz gleich gewählt.

Für ein typisches Experiment wird zunächst eine Kobaltschicht auf den Goldeinkristall gewachsen. Als Basisschichtdicke wird die Schichtdicke festgelegt, die die Kobaltschicht direkt nach dem Aufdampfen hat. Sie beträgt typischerweise 6.5 ML und wurde durch Messung der Elliptizität und Vergleich mit entsprechend bekannten Schichten bestimmt. Für diese Messung muß die Probe allerdings in die MOKE-Kammer transferiert werden, weshalb der Ätzvorgang unterbrochen werden muß.

In den hier durchgeführten Experimenten werden Ar^+ -Ionen mit einer Primärenergie zwischen 300 eV und 1000 eV verwendet. Zur Erzeugung der Ionen wird die Kammer mit Argon mit einem Druck von $4 \cdot 10^{-6}$ mbar geflutet. Die durch den Ioneneinfall erzeugten Ströme auf der Probe liegen in der Größenordnung von 60 nA/cm^2 , was einer Dosis von $4 \cdot 10^{11}$ Ionen/ (cm^2s) entspricht. Damit wird eine Abtragrates von 2

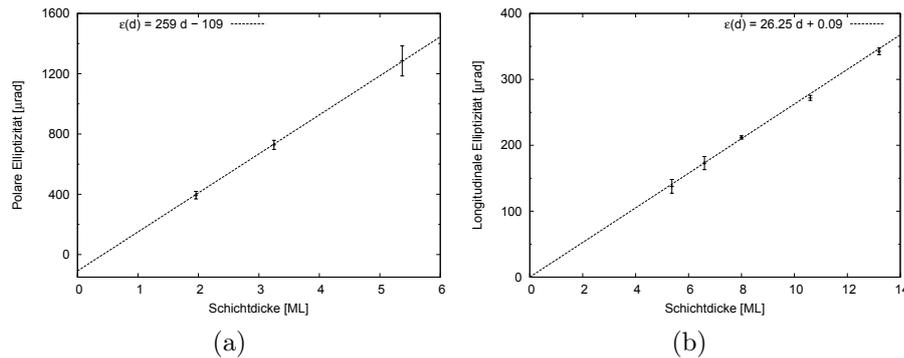


Abbildung 5.7: Kalibration der polaren (a) bzw. longitudinalen (b) Elliptizität gegen die Schichtdicke.

bis 3 Monolagen pro Stunde erreicht.

5.6 Kalibration der Elliptizität gegen die Schichtdicke

Mit den aufgedampften Schichten, deren Schichtdicke durch die Messung der Suszeptibilität und MEED bekannt ist, läßt sich eine Kalibration des MOKE-Messaufbaus durchführen. Die Beziehung zwischen Elliptizität ϵ und der Schichtdicke d in Monolagen wird ermittelt. Diese ist für die polare Geometrie (vgl. Abb. 5.7a)

$$\epsilon_{\text{pol}}(d) [\mu\text{rad}] = 259 [\mu\text{rad/ML}] \cdot d - 109 [\mu\text{rad}] \quad (5.1)$$

und damit etwa zehnfach größer als für die longitudinale (vgl. Abb. 5.7b).

$$\epsilon_{\text{long}}(d) [\mu\text{rad}] = (26.25 \pm 0.17) [\mu\text{rad/ML}] \cdot d + (0.09 \pm 0.65) [\mu\text{rad}] \quad (5.2)$$

5.7 Bestimmung der Anisotropie aus Hysteresekurven

Die beiden in Abschnitt 3.1 ermittelten Gleichungen 3.1 und 3.2 können genutzt werden, um die Anisotropiekonstanten experimentell zu bestimmen, indem eine $H(m)$ -Kurve der schweren Magnetisierungsrichtung angepasst wird. Zusätzlich zur Magnetisierung $M(H)$ muss die Sättigungsmagnetisierung bekannt sein und experimentell

erreicht werden. In den magnetooptischen Experimenten dieser Arbeit wird die Kerrelliptizität $\varepsilon(H)$ gemessen, welche proportional zur Magnetisierung M ist. Dadurch kann die in 3.2 benutzte Beziehung $m = \frac{M}{M_s}$ somit auch als $m = \frac{\varepsilon(H)}{\varepsilon_s}$ geschrieben werden.

Für eine leichte Richtung der Magnetisierung senkrecht zur Oberfläche erhält man für die Anisotropie erster Ordnung folgende Formel:

$$K_1 = \frac{M_s \varepsilon_s}{2 b} \quad (5.3)$$

Darin ist b die Steigung der $M(H)$ -Kurve im Ursprung. Die benötigte Sättigungsmagnetisierung M_s für Kobalt kann der Literatur entnommen werden und beträgt $1.44 \cdot 10^6$ A/m [Ste86].

Die Sättigungselliptizität ε_s kann in den Experimenten nicht immer erreicht werden. Ist dies der Fall, wird die Schichtdicke aus der Sättigung der leichten Magnetisierungsrichtung ermittelt. Über die Kalibration der Elliptizitäten gegen die Schichtdicke (vgl. Abschnitt 5.6, Gleichungen 5.1 bzw. 5.2) kann dann die Sättigungselliptizität in schwerer Magnetisierungsrichtung ermittelt und eingesetzt werden.

Ist die leichte Richtung nicht senkrecht zur Filmoberfläche orientiert, muß für die Anisotropiekonstante erster Ordnung zusätzlich auch noch die Krümmung der $M(H)$ -Kurve berücksichtigt werden. Es gilt

$$K_1 + 2K_2 = -\frac{M_s \varepsilon_s}{2 b} \quad (5.4)$$

In vielen Fällen kann in diesem Experiment K_2 nicht bestimmt werden, sodass im genutzten Schichtdickenbereich $K_2 = 0.2 \cdot K_1$ angesetzt wird. Die Rechtfertigung dieser Abschätzung eines konstanten Faktors wird von den Arbeiten von Millev et al. [Mil98b] gestützt, in der K_1 und K_2 gegen die Schichtdicke dargestellt wird. Das Verhältnis von K_2 zu K_1 beträgt dabei etwa 0.16 und ändert sich nur im unmittelbaren Bereich des SRT, da K_2 hier unmittelbar Einfluss auf die Art des SRT hat.

Häufig wird das Signal in longitudinaler Messgeometrie durch Anteile des Polaren überlagert, wenn es eine leichte Fehlstellung zwischen Magnetfeld und Probe gibt. Dadurch ist es nur schwer möglich eine Hysterese der harten Richtung, aus der die Anisotropie bestimmt wird, zu messen. Mit einer zusätzlichen „inversen Messung“ kann der polare Anteil herausgerechnet werden. Dazu wird der Strahlengang invertiert, indem der Laser und der Detektor vertauscht werden. Dabei ist darauf zu achten, dass Einfallswinkel und Ausfallswinkel gleich bleiben. Das Magnetfeld darf in Bezug auf

die Orientierung der Probe ebenfalls nicht geändert werden. Dadurch dreht sich die Richtung der longitudinalen Hysterese um, wohingegen die polare unverändert bleibt und somit bei der Subtraktion der beiden Messungen verschwindet.

6 UHV in-situ Maskentechnik zur Herstellung von Nanostrukturen

Im folgenden Kapitel werden die Nanostrukturen vorgestellt, die mit dem im vorangegangenen Abschnitt 5.3 beschriebenen Verfahren hergestellt wurden. Neben der magnetischen Untersuchung die in-situ durchgeführt wurden, werden die ex-situ Ergebnisse der Strukturuntersuchung mit dem Rasterelektronenmikroskop oder Rastkraftmikroskop gezeigt.

6.1 Aufdampfen von Nanostrukturen

Mit der in Abschnitt 5.3 beschriebenen Technik können Nanostrukturen hergestellt werden. In Abbildung 6.1 sind Elektronenmikroskopaufnahmen von Kobaltstrukturen zu sehen, die durch eine Maske mit $2 \times 1 \mu\text{m}^2$ -Rechtecken gedampft wurden. Das Feld in der Lochmaske ist 7×14 Rechtecke groß und hat eine laterale Ausdehnung von je $20 \mu\text{m}$ in beiden Richtungen. Die aufgedampften Rechtecke lassen erkennen, dass die Kanten nicht scharf sind. Im Vergleich zur Maske sind die Ecken der Strukturen deutlich abgerundet, wie es bei einer isotropen Verbreiterung durch die Aufdampfparalaxe zu erwarten ist.

Die Schichtdicken dieser Strukturen entsprechen in etwa denen der Filme, die in Kapitel 7 auf das Verhalten beim Ionenätzen untersucht werden. Bei der dünnsten Schichtdicke haben die Rechtecke auf dem Siliziumwafer eine Dicke von 6.6 ML, was 1.3 nm entspricht. Um zu demonstrieren, dass die Maske im UHV wiederverwendet werden kann, wurde auf demselben Siliziumsubstrat weitere Strukturen mit unterschiedlicher Schichtdicke aufgedampft. Die Schichtdicke ist mit 2.6 (Abb. 6.1b) und 3.9 nm (Abb. 6.1c) doppelt bzw. dreifach so dick wie bei den Strukturen in Abbildung 6.1a.

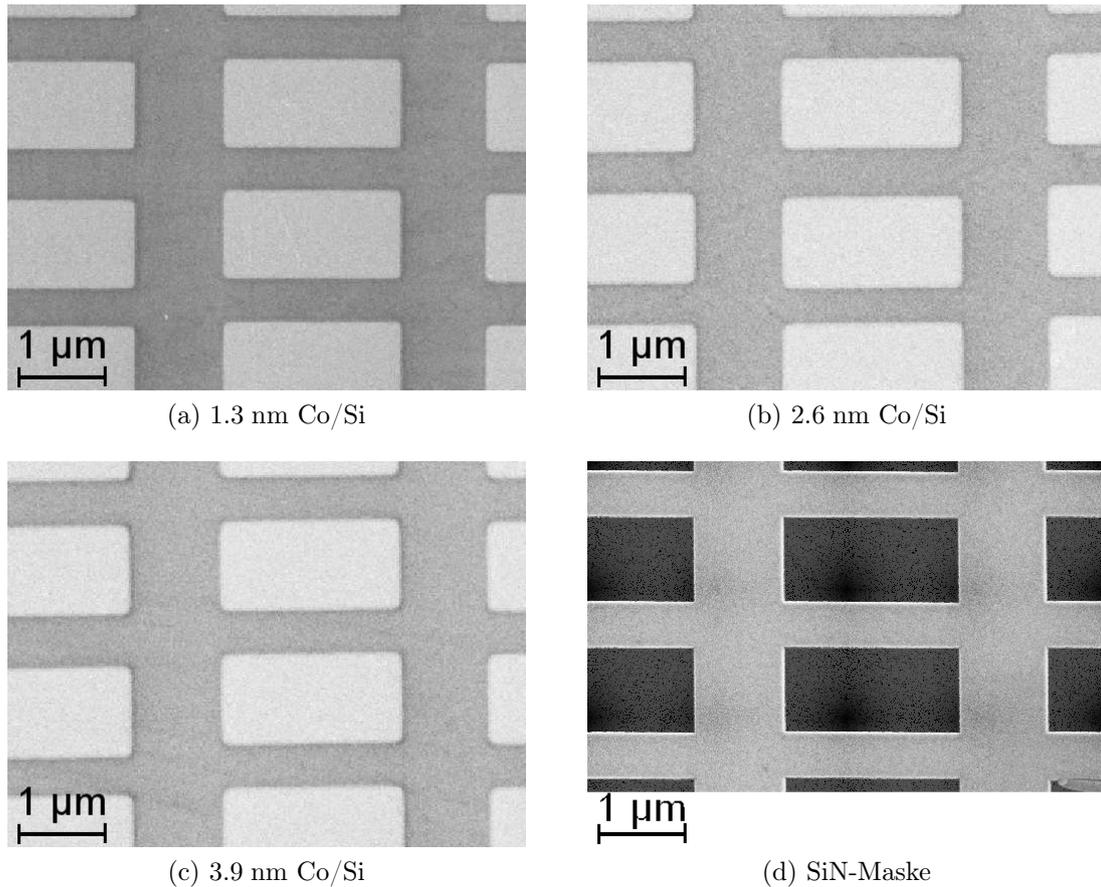


Abbildung 6.1: SEM-Abbildungen der durch eine SiN-Maske (d) aufgedampften Strukturen mit 1.3 nm (a), 2.6 nm (b) und 3.9 nm (c) Kobalt-Dicke auf Silizium. Die Strukturen sind nominell $2 \times 1 \mu\text{m}^2$ groß. Durch Abstände zwischen Maske und Probe sind die Kanten der aufgedampften Strukturen verbreitert. Dies ist besonders deutlich an den abgerundeten Ecken der Rechtecke zu erkennen.

6.1.1 Untersuchung der aufgedampften Strukturen

Die Möglichkeiten, die Strukturen in der Anlage hinsichtlich der lateralen Ausdehnung und Form zu untersuchen sind begrenzt. Auch die Höhe der Strukturen kann nicht direkt gemessen werden. Die Kobaltmenge beim Aufdampfen wird über Referenzmessungen des magnetooptischen Kerreffekts an aufgedampften Filmen ermittelt. Mit der Stereolupe am Transfersystem und dem Teleskop in der MOKE-Kammer kann die Oberfläche der Probe nach den Strukturfeldern abgesucht werden. Die Auflösung reicht jedoch nicht, um Objekte, die wenige Mikrometer groß sind, aufzulösen oder genauer zu betrachten. Deswegen wurden Strukturen auf Siliziumsubstrat aufgedampft und diese ex-situ mittels SEM sowie AFM zusätzlich untersucht.

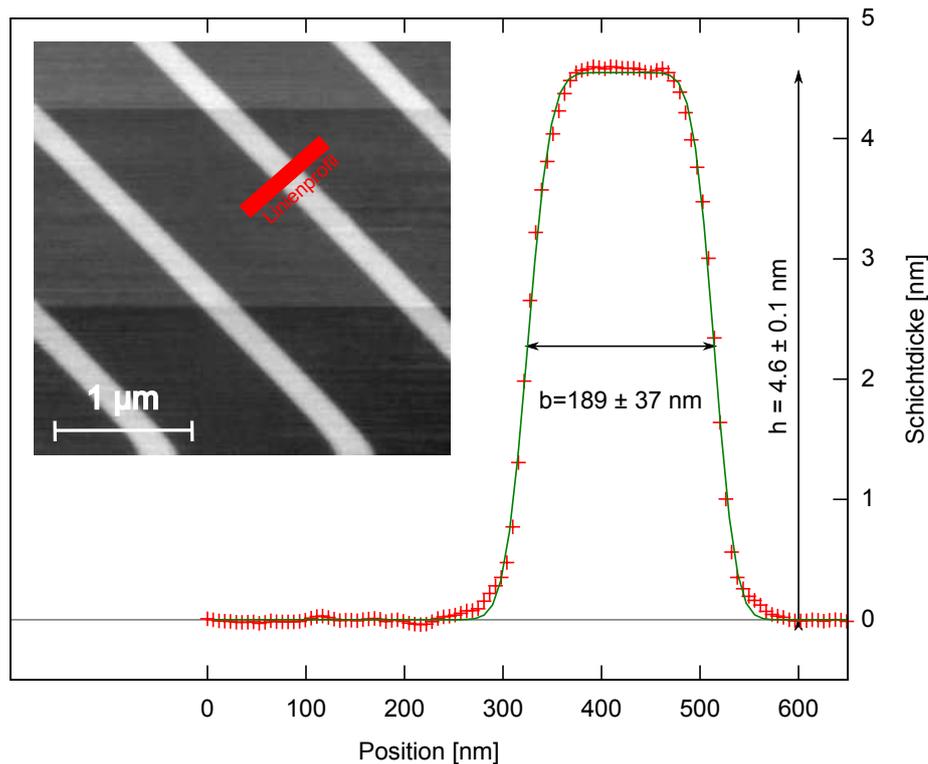


Abbildung 6.2: AFM Messung von Co-Strukturen auf Silizium. Die verwendete Maske besteht aus 150 nm breiten Schlitzen.

Beim Aufdampfen von Strukturen durch Masken erhält man in der Regel keine perfekt stufenförmigen Kanten[Des99]. Abstände zwischen Maske und Substrat führen zur Verbreiterung der Strukturen. Durch eine mögliche Paralaxe des Verdampfers zur Probe kann es zu unsymmetrischen Kanten an den Strukturen kommen, siehe dazu [VM09].

Durch eine Maske mit 150 nm breiten und 5 μm langen Schlitzen wurde Kobalt auf einen Siliziumwafer aufgedampft. In Abbildung 6.2 sieht man eine AFM-Messung dieser Probe, aus der sowohl die Höhe der vermessenen Linien als auch deren Flankenwinkel berechnet werden können. Die Dicke des aufgedampften Films bei dieser Probe ist mit 4.6 ± 0.1 nm deutlich größer als die angestrebten Dicken von nur wenigen Monolagen. Der Flankenwinkel, der Winkel zwischen den Kanten und der Oberfläche, ändert sich mit verschiedenen Schichtdicken leicht, bleibt aber bei allen Proben sehr flach in einem Bereich von etwas weniger als 10° .

Da die Maske von der Fensterseite her strukturiert wird, kann sie beim Herstellungsprozess in der FIB auch nur von dieser Seite vermessen werden. Dazu stehen in der FIB-Anlage zum Einen die Abbildungen mit den Ga^+ -Ionen und zum Ande-

ren ein Elektronenmikroskop zur Verfügung. Die Breite der eigentlichen Austrittsöffnung auf der Probenseite kann so nur indirekt gemessen werden. Für eine SEM-Messung der Masken von der Maskenseite muss zusätzlich eine dünne Goldschicht auf die SiN-Membran gelegt werden, da sonst durch elektrostatische Aufladung starke Drifteffekte auftreten. Deswegen wurde die Untersuchung der Maske nach dem Durchdampfen durchgeführt, indem die Maske wieder aus der UHV-Kammer ausgeschleust wurde und mit einer etwa 2 nm dicken Goldschicht bedampft wurde. In den Untersuchungen stellte sich heraus, dass die durch Aufdampfen in die Öffnungen der Maske hervorgerufenen Veränderungen an der Maske keine messbare Auswirkungen auf die Strukturgröße hat. Zusätzlich zu diesem Gold wird die Maske, wie sie in Abbildung 6.1d zu sehen ist, aber auch schon während der Probenherstellung mit Kobalt zugekühlt. Auch hierbei handelt es sich nur um wenige Nanometer, sodass zunächst davon ausgegangen werden kann, dass die Maske konstante Abmessungen hat.

6.1.2 Abstände zwischen Substrat und Maske

Im Rasterelektronenmikroskop können die lateralen Abmessungen der Strukturen genau bestimmt werden. Ein Rechteck der Maske hat eine Länge von 1953 ± 3 nm und eine Breite von 926 ± 3 nm. Die Ausdehnung der gedampften Strukturen ist größer und variiert von Aufdampfvorgang zu Aufdampfvorgang. Diese Änderung ist nicht auf die Verengung der Maske durch sukzessiv aufgedampftes Kobalt zurückzuführen, sondern hängt jeweils von dem Abstand d zwischen Substrat und Maske ab.

Dieser Abstand d kann durch einfache geometrische Überlegungen ermittelt werden [Des99]. Er tritt auf, wenn die Maske zum Beispiel wegen Staubkörnern nicht plan auf dem Substrat liegt. Desweiteren können die Maske oder das Substrat selbst gekrümmt sein, sodass es aufgrund der Größe der Maske von 5×5 mm² zu Abständen zwischen beiden kommen kann. Mit den nahezu perfekt glatten Oberflächen der Siliziumwafer und deren großen Krümmungsradien¹ ist dieser Effekt aber vernachlässigbar.

Der Abstand zwischen Substrat und Maske kann aus den Aufnahmen der aufgedampften Strukturen wie folgt berechnet werden:

$$d = (b_{\text{struc}} - b_{\text{mask}}) \cdot \frac{L}{b_{\text{evap}}}$$

¹Herstellerangabe Siliziumwafer: $r = 65$ m

mit der Strukturgröße b_{struc} , der Maskengröße b_{mask} , dem Abstand zwischen Verdampfer und Substrat $L = 100$ mm sowie dem Durchmesser des Verdampferguts $b_{\text{evap}} = 2.8$ mm. Für die in Abbildung 6.1 gezeigten Proben ergeben sich die in der nachfolgenden Tabelle aufgeführten Abstände. Diese sind in der Größenordnung von $5 \mu\text{m}$, was eine realistische Größe für Staub ist.

	Schichtdicke [nm]	Länge [nm]	Breite [nm]	Abstand [μm]
A	1.3	2066 ± 29	1007 ± 25	4 ± 1
B	2.6	2105 ± 38	1063 ± 41	5 ± 2
C	4.0	2044 ± 36	1015 ± 27	3 ± 1

Tabelle 6.1: Strukturgrößen der in Abbildung 6.1(A-C) dargestellten Rechtecke und die daraus berechneten Abstände der Maske zum Substrat.

6.2 Magneto-optische Messungen an Strukturfeldern

Nachdem die aufgedampften Kobaltstrukturen gefunden sind, kann die Magnetisierung der Probe in Abhängigkeit eines angelegten Magnetfelds gemessen werden. In Abbildung 6.3 ist das Ergebnis einer Hysterese messung an Arrays aus $2 \times 1 \mu\text{m}^2$ großen Strukturen zu sehen. Das Magnetfeld wurde in der Substratebene entlang

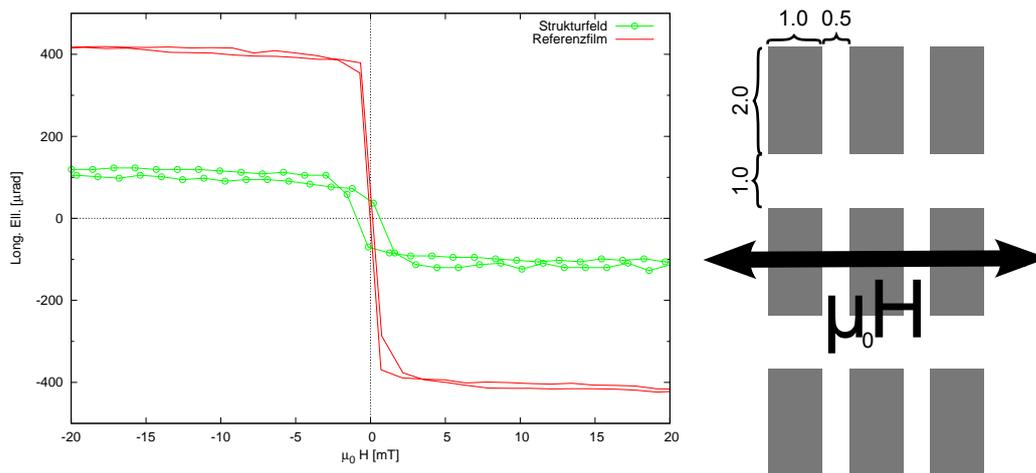


Abbildung 6.3: Magnetisierungsverhalten von $2 \times 1 \mu\text{m}^2$ -Strukturen mit einer Schichtdicke von 3.1 nm, deren Geometrie rechts schematisch dargestellt ist.

der kurzen Achse der Rechtecke angelegt. Zum Vergleich wird bei den Proben eine Messung an den Referenzfilmen vorgenommen. Durch das Aufwachsen durch das Referenzloch hat dieser exakt die gleiche Schichtdicke. Die Messungen zeigen, dass die Elliptizität verglichen mit dem Referenzfilm nicht gleich groß ist. Das liegt an der Flächenfüllung, mit der die Strukturen die Fläche des Laserfokus bedecken.

Die theoretische Flächenfüllung der Strukturfelder im Laser kann durch geometrische Überlegungen ermittelt werden. Überschneidet man eine Ellipse mit den Abmessungen des Laserstrahls (siehe 4.3.3) und den Strukturarrays erhält man eine Flächenfüllung von 28.5 %. Das Verhältnis von 27 ± 2 % der Kerrsignale in Sättigung bei der Strukturmessung (111 ± 7 μ rad) und dem Referenzfilm (413 ± 2 μ rad) stimmt mit diesem Wert gut überein.

Außerdem kann aus dem Sättigungssignal des Referenzfilms über die Schichtdickenkalibrierung (vgl. Abschnitt 7.2.3) die Schichtdicke ermittelt werden. Dies ist besonders wichtig, wenn beim Aufdampfen durch die Maske keine Suszeptibilitätsmessungen möglich sind, die sonst zur Schichtdickenmessung verwendet werden.

6.3 Herstellung großer Strukturfelder durch mehrfaches Aufsetzen der Maske

Eine Idee zur Anwendung der hier vorgestellten Maskentechnik ist es, durch mehrmaliges Aufdampfen an definiert versetzten Positionen mit einer verhältnismäßig kleinen Maske ein großes Strukturfeld produzieren zu können. Da dadurch die Flächenfüllung der Strukturen im Laserspot erhöht wird, sollte dies zu einer Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses führen.

Möchte man die Wechselwirkung von Nano- bzw. Mikrostrukturen in Arrays untersuchen, werden gleichartige Strukturen benötigt, um keine Überlagerung der Eigenschaften der Einzelstruktur zu messen. Die Maskentechnik ist dazu prinzipiell fähig, da die Maske einige Male wiederverwendet werden kann, ohne dass sie sich verändert. Um mehrere gleichartige Felder derselben Maske nebeneinander zu produzieren, darf es beim erneuten Aufsetzen keine Überlappung zwischen den beiden geben. Im besten Fall erhöht das zusätzliche Array die Flächenfüllung und damit das Signal-Rausch-Verhältnis. Gleichzeitig darf es aber auch nicht mit dem ursprünglich aufgedampften Feld wechselwirken. Durch eine geeignete, genügend große Wahl des Abstands zwischen den Feldern kann dies in der Regel gewährleistet werden.

Während die Strukturen zweier nacheinander aufgedampfter Arrays durch die Maske

in lateraler Richtung dieselbe Größe und Form haben sollten, ist die Höhe nicht automatisch identisch. Im Gegensatz zu den Referenzfilmen, die gleichzeitig durch eine Öffnung neben der Maske aufgedampft werden, kann hier die Gleichheit der Dicke nur über Messen des Flusses des Verdampfers hergestellt werden. Da die Magnetisierung von Kobaltstrukturen sehr empfindlich von der Schichtdicke abhängt (Sub-ML), stellt das genaue Einstellen der Dicke einen entscheidenden Faktor zur Erzeugung von großen Nanostrukturarrays dar. Mit dem verwendeten Verdampfer ist dies gut möglich, da die Aufdampfzeiten zum Einen sehr gering und zum Anderen gut reproduzierbar sind. Leider kann während des Aufdampfens von Strukturen durch die Maske zur Aufdampfzeitenbestimmung nicht auf die magnetische Suszeptibilität zurückgegriffen werden, was eine noch größere Genauigkeit bieten würde.

Prinzipiell kann die Probe mit dem Manipulator auf $5\ \mu\text{m}$ genau verfahren werden. Wie schon im Abschnitt 5.3.2 beschrieben, sind die Masken an konischen Maskenhalterungen befestigt. Diese liegen ihrerseits in konischen Löchern. Damit sollte ein Absenken auf das Substrat und ein anschließendes Anheben der Masken ohne eine laterale Verschiebung möglich sein, da sich die Konusse selbst zentrieren. Der Konus verhindert in diesem Fall ein Verkanten der Maskenhalter in den Löchern, welches zu kleinen Verschiebungen oder Verdrehungen führen würde.

Das Ergebnis eines Versuchs vier gleichartige Arrays aus Co-Strukturen in definierten Abständen nebeneinander zu platzieren ist in Abbildung 6.4a zu sehen. Dazu wurde die Maske auf ein Siliziumwafer aufgesetzt und mit 6.6 ML Co bedampft. Nach dem Anheben der Maske um etwa 1 mm wurde das Substrat um $40\ \mu\text{m}$ verfahren und die Maske erneut abgesenkt. Auch die Schichtdicke für das zweite Strukturfeld beträgt 6.6 ML. Dieser Vorgang wurde zwei weitere Male wiederholt und gleichdicke Strukturen erzeugt.

Im Experiment gelingt es trotz größtmöglicher Sorgfalt nicht reproduzierbar den Versatz minimal zu halten oder sogar komplett zu vermeiden. In einem SEM-Übersichtsbild sieht man, dass die aufgedampften Strukturarrays alle vier dieselbe Ausrichtung haben. Durch Totgang der Mikrometerschrauben beim Anfahren der Positionen kann es zu einem ungewollten Versatz kommen. Auch die Schichtdicke, die aus dem EDX-Signal² aus Linienprofilen über den Referenzfilmen ermittelte wurde, ist bei allen vier Strukturfeldern gleich groß (siehe Abb. 6.4b).

Auch ohne ein Verfahren der Probe über die Mikrometerschraube kommt es beim Aufsetzen zu einem Versatz. Bei Messungen (Abb. 6.5), bei der ein Strukturfeld

²Englisch: energy dispersive X-ray spectroscopy

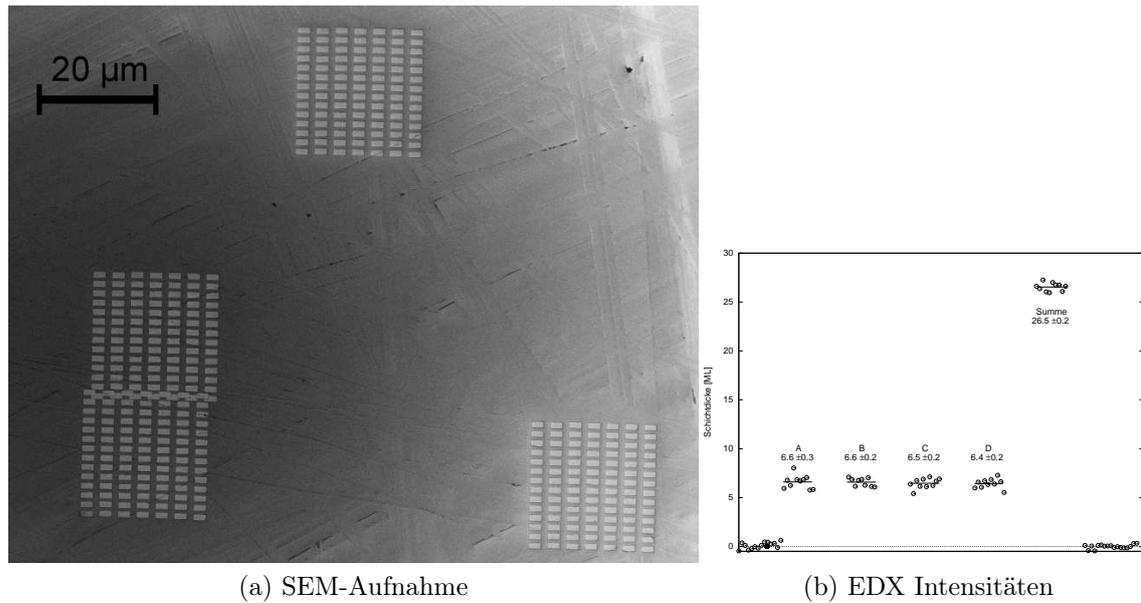


Abbildung 6.4: (a) Aufgedampfte Strukturfelder, die durch mehrmaliges Positionieren und Aufsetzen der Maske und Aufdampfen von 6.6 ML Co/Si hergestellt wurden. Die Abstände (nominell 40 μm) sind durch den Totgang der Mikrometerschrauben und Verkanten der Masken stark verändert. (b) Mit EDX-Linienscans kann die Schichtdicke der entsprechenden Referenzfilme ermittelt werden. Im Rahmen der Messgenauigkeit ist die Dicke der Strukturen in den verschiedenen Feldern gleich ($d = 6.6$ ML).

aufgedampft, die Maske angehoben und wieder abgesenkt und anschließend erneut auf der nominell selben Position eine zweite Struktur aufgedampft wurde, wird ein Versatz in der Größenordnung von 10 – 20 μm festgestellt. Die Maskenorientierung bleibt dabei bis auf einige $\frac{1}{10}^\circ$ gleich. Dieser Versatz entsteht durch ein Verkanten des Maskenhalters im Maskentisch, der eigentlich durch die konische Form vermieden werden sollte. Durch einen kleinen Winkel zwischen der Normalen der Probenoberfläche und der Rotationsachse des Kegellochs, der beim Einbau des Flansches mit dem Maskentisch kaum zu vermeiden ist, kippt die Probe beim Ausheben aus der Halterung leicht weg.

6.3.1 Aufwand und Nutzen größerer Strukturfelder

Nimmt man einen Abstand der Strukturfelder von 10 – 20 μm in Kauf, kann man durch Versetzen der Maske eine größere Fläche mit Strukturen bedampfen und damit die Ausdehnung der Felder erhöhen. Bei kleinerem Abstand ist die Gefahr zu groß, dass es zu einem Überlappen der Felder kommt und damit das magnetische Verhalten

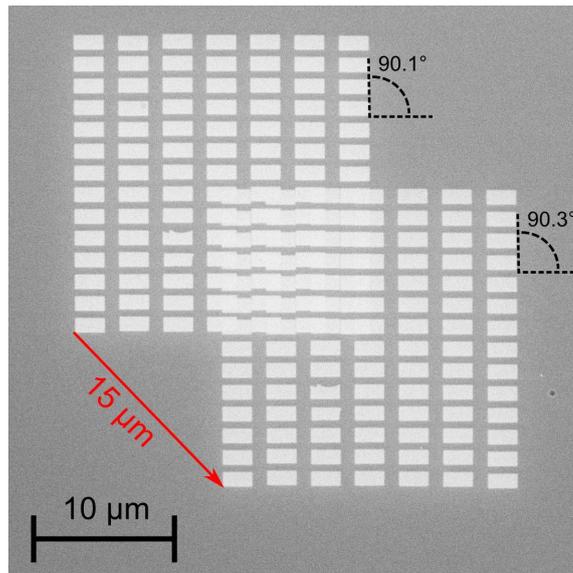


Abbildung 6.5: SEM-Abbildung zweier Strukturfelder, die nominell auf derselben Position sitzen. Nach dem Aufdampfen des ersten Felds wurde die Maske angehoben und wieder auf das Substrat abgesenkt. Durch Verkanten des Maskenhalters kommt es zu einem Versatz von 10 – 20 µm. Die Maske selbst wird dabei nur minimal verdreht, sodass die Ausrichtung der Strukturen gleich bleibt.

der Probe nicht mehr mit dem eines einzelnen Feldes übereinstimmt.

Der zeitliche Aufwand, der für die Strukturierung einer Maske mit der FIB benötigt wird, ist proportional zur ausgeschnittenen Fläche und wird entsprechend mit dem Quadrat der Abmessungen größer. Für ein $2 \times 1 \mu\text{m}^2$ großes Rechteck werden bei einer 200 nm-Membran und einer Ga^+ -Ionendosis von 30 pA etwa 37 Sekunden benötigt. Für ein ganzes Feld mit beispielsweise 7×14 Strukturen mit entsprechenden Abständen und einer Feldfläche von etwa $21 \times 21 \mu\text{m}^2$ beläuft sich der Aufwand auf etwa 60 Minuten.

Trotzdem wäre es durchaus möglich innerhalb eines Tages eine Maske herzustellen, die lateral die dreifachen Abmessungen, also die neunfache Fläche hat. Selbst noch größere Flächen wären durchaus denkbar. Mit einer so großen Maske können dann Strukturfelder aufgedampft werden, bei dem alle Strukturen die exakt selbe Schichtdicke haben und definiert zueinander stehen. Diese sind mit dem Laser leicht zu finden.

Dem gegenüber steht der Aufwand, der für die Herstellung und Vermessung kleiner Strukturfelder mit wenigen zehn Mikrometern betrieben werden muss. Möchte man aus einer kleineren Maske ein sehr großes Feld erzeugen, so muss entsprechend

oft durch die Maske gedampft werden. Bei linearem Versatz in einer Richtung kann der Abstand präzise angefahren werden. Für eine zweidimensionale Matrix hingegen kann aufgrund von Totgang eine ganz präzise Positionierung nicht mehr gewährleistet werden. Rechnet man etwa 10 Minuten für eine Schichtdicke von 6.5 ML, so benötigt man für die neunfache Fläche des vorangegangenen Beispiels etwa 90 Minuten. Selbst unter Ultrahochvakuumbedingungen reicht diese Zeitspanne aus, um eine Monolage auf der Oberfläche zu adsorbieren. Wie wir in Kapitel 7.4 sehen, ist diese Menge genug, um die magnetischen Eigenschaften dünner Kobaltfilme auf Gold zu verändern. Die Strukturen haben nun nicht mehr alle dieselben Eigenschaften. Da die Untersuchung mit einer integralen Methode (MOKE) erfolgt, führt dies zu Messungen, die schwierig zu interpretieren sind.

Werden hingegen keine großen Maskenfelder verwendet, so muss viel Zeit in die Suche der Strukturen, wie sie im Abschnitt 5.4 beschrieben ist, investiert werden. Zusätzlich hat man bei den magnetischen Messungen wesentlich kleinere Flächenfüllungen und bekommt damit ein deutlich schlechteres Signal-Rausch-Verhältnis. Da die Maske beliebig oft wiederverwendet werden kann, wäre eine einmalige lange Herstellungsdauer mit der FIB effizienter und würde die Herstellung und Vermessung von Nanostrukturen erleichtern.

6.4 Fazit

Ein Ziel dieser Arbeit, und des Projekts A12 des Sonderforschungsbereiches 668 der DFG, ist es, Felder von Nanostrukturen herzustellen und zu untersuchen. Die Magnetisierungsorientierung von Strukturfeldern erlaubt Rückschlüsse auf die Art der Wechselwirkung der einzelnen Nanostrukturen untereinander [Ved05]. Vedmedenko et al. zeigten, dass bei Berücksichtigung höherer Multipolkomponenten bei der Berechnung der Wechselwirkungsenergie die Geometrie der Strukturen sowie deren Abmessungen und Abstände eine Rolle spielen. Diese theoretischen Ergebnisse sollen durch die Untersuchung der magnetischen Mikrostruktur von Nanostrukturfeldern weiter untersucht werden.

Zur Trennung der verschiedenen Anisotropiebeiträge müssen die verursachenden Größen kontrolliert gehalten und gezielt beeinflusst werden können. Deswegen werden UHV-Experimenten durchgeführt, bei denen durch epitaktisches Wachstum besonders saubere Grenzflächen erzeugt werden können. Dadurch können Beiträge zur Anisotropie der Substrat- und der Oberflächenbeschaffenheit minimiert werden, sodass

nur die Geometrie der Strukturen zum tragen kommt die Geometrie der Strukturen zum tragen kommt. Weiterhin kann im UHV auf Deckschichten verzichtet werden, die die magnetischen Schichten vor Oxidation schützen, gleichzeitig aber auch die Anisotropie der Nanostrukturen verändern.

Durch Variation der Geometrie, der Abmessung oder der Abstände der Nanostrukturen kann die Wechselwirkung beeinflusst werden. Die vorgestellte Maskentechnik bietet sich an, da diese auf präparierten Einkristallen eingesetzt werden kann und damit ein epitaktisches Wachsen ermöglicht. Im Gegensatz zu lithographischen Methoden gibt es keine Beeinflussung des Substrats durch die Maske. Die Herstellung mit dem fokussierten Ionenstrahl erlaubt, beliebige Geometrien in die Maske zu schneiden und damit einzelne Parameter zu variieren.

Für die Untersuchung der Nanostrukturen im UHV mittels MOKE müssen mehrere Bedingungen erfüllt sein. Neben der gegebenen Reproduzierbarkeit beim Herstellen von Strukturen müssen diese auch auffindbar sein. Durch entsprechend große Felder ist dies realisierbar. Dadurch verliert man aber die Flexibilität bei der Maskenerzeugung, da der Aufwand für entsprechend große Felder steigt. Eine Untersuchung mit Variation der Strukturgeometrie kann dann nur mit erheblich größerem Aufwand durchgeführt werden.

Für eine in-situ Untersuchungen mit dem magnetooptischen Kerreffekt, bei der integral über eine größere Fläche gemessen wird (Strahldurchmesser), ist die vorgestellte Methode weniger geeignet. Bei kleinen Strukturfeldern ist der Aufwand, der zum Auffinden betrieben werden muß, zu groß. Das Signal-Rausch-Verhältnis reicht nicht aus um signifikante Effekte hinsichtlich der Wechselwirkung der Strukturen untersuchen zu können.

Mit dem vorgestellten Verfahren können Nanostrukturen erzeugt werden. Diese könnten zum Beispiel mit dem spinaufgelösten Rasterelektronenmikroskop auf ihre magnetische Mikrostruktur untersucht werden. Durch Wiederverwendung der Maske können mit einmaligen Herstellungsaufwand Strukturen beliebig Ultrahochvakuum reproduziert werden.

7 Magnetisches Verhalten von Co/Au(111) während des Ionenätzens

In diesem Kapitel wird das magnetische Verhalten von Co/Au(111)-Schichten untersucht. Ausgangspunkt der Diskussion ist das Verhalten beim Aufdampfen. Mit den in Kapitel 5 dargestellten Methoden wird danach das Abtragen des Co-Films mittels Ionenätzens untersucht. Durch Bestimmung der Anisotropie können Aussagen über die Magnetisierungsrichtung und mögliche Spinreorientierungsübergänge gemacht werden. Schließlich werden die Ergebnisse durch Vergleiche mit anderen Experimenten eingeordnet und diskutiert.

7.1 Aufdampfen von Co auf Au(111)

Auf einen präparierten Goldeinkristall, vgl. 5.1, wird eine dünne Schicht Kobalt aufgedampft. Die Schichtdicke liegt bei den meisten Experimenten unter zehn Monolagen.

Beim Aufdampfen von dünnen Co/Au(111)-Proben werden charakteristische Suszeptibilitätssignale gemessen. In Abbildung 7.1 ist das Suszeptibilitätssignal gegen die Schichtdicke aufgetragen. Zusätzlich ist zum Vergleich die Suszeptibilität der Messung von S. Pütter [Pü01] eingezeichnet. Der Realteil der Suszeptibilität ist zu Beginn des Aufdampfvorgangs Null. Ab einer Schichtdicke von etwa einer Monolage steigt sie stark an und hat ein Maximum bei 1.3 Monolagen Kobalt. Nachdem etwa 0.4 ML breiten Peak fällt der Wert wieder auf Null ab.

Wird weiter aufgedampft, bleibt die Suszeptibilität zunächst bei einem geringen Wert, um dann bei etwa 4 Monolagen zu einem zweiten Maximum anzusteigen. Dieser Peak besteht aus zwei einzelnen, deutlich voneinander getrennten Maxima. Die Halbwertsbreite des Peaks ist ungefähr 0.5 ML. Die beiden Maxima liegen in der

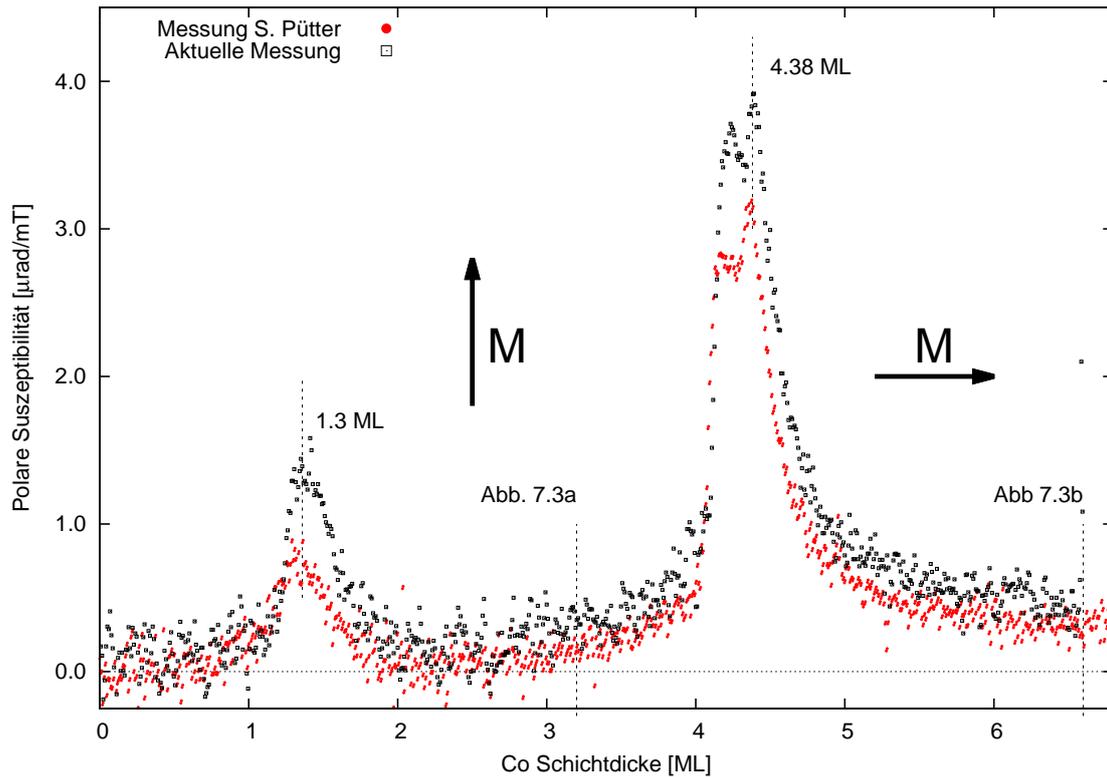


Abbildung 7.1: Polare magnetische Antwort beim Aufdampfen von Co/Au(111). Das Verhalten im aktuellen Experiment (\bullet) reproduziert die Messung von S. Pütter (\bullet) [Pü00]. Die leichte Richtung der Magnetisierung ist mit Pfeilen dargestellt. Mit gestrichelten Linien sind verschiedene Schichtdicken markiert, die im Text näher beschrieben werden.

Schichtdicke weniger als eine Monolage auseinander. Die Schichtdicke beim zweiten Maximum des Doppelpeaks beträgt 4.38 ± 0.07 ML [Pü01], wohingegen das erste Maximum bei einer um 0.25 ML geringeren Schichtdicke liegt.

Parallel zu diesen Suszeptibilitätsmessungen wurde die Kobaltschichtdicke von S. Pütter [Pü00] mittels MEED gemessen und damit den Suszeptibilitätssignalen präzise Schichtdicken zugeordnet. Die dabei gemessene Intensität eines MEED-Reflexes während des Aufdampfens ist in Abbildung 7.2 dargestellt. Für abgeschlossene Lagen detektiert man ein Maximum [Nea83], sodass durch Messung des Abstands zweier Maxima die Kobaltdosis, die für eine Monolage auf der Oberfläche benötigt wird, ermittelt werden kann. Hält man die Wachstumsrate konstant, kann so durch Abzählen der Maxima und linearer Extrapolation auf die genaue Schichtdicke zurückgeschlossen werden. Nach diesem Peak fällt die Suszeptibilität wieder stark ab, geht aber nicht mehr ganz auf Null zurück, sondern bleibt bei größeren Schichtdicken bei ei-

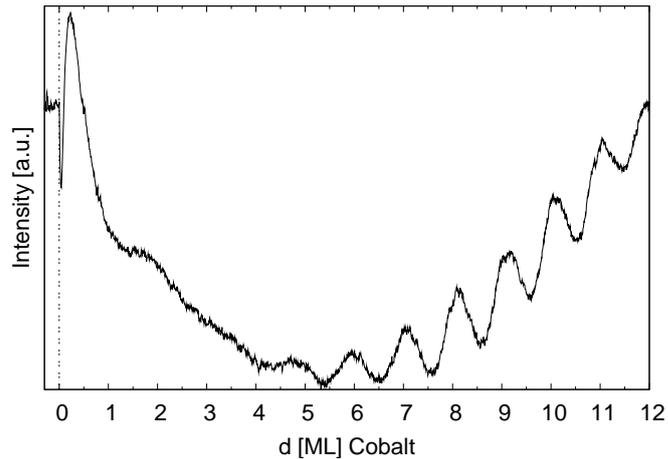
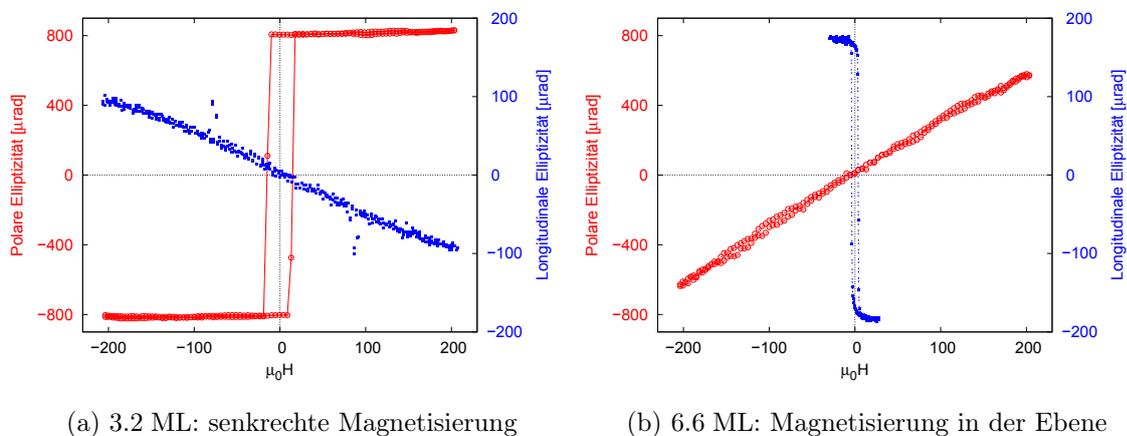


Abbildung 7.2: MEED-Intensitätsschwankungen beim Aufdampfen von Co/Au(111). Liegt lagenweises Wachstum vor, wird die Intensität der LEED-Spots bei abgeschlossener Atomlage maximal. Durch Messen der Abstände zweier Maxima und Abzählen kann durch lineare Regression die Schichtdicke bestimmt werden. Messungen und Grafik aus [Pü01].

nem konstanten Wert, der durch die Steigung der Hysterese in schwerer Richtung gegeben ist.



(a) 3.2 ML: senkrechte Magnetisierung

(b) 6.6 ML: Magnetisierung in der Ebene

Abbildung 7.3: Polare und Longitudinale Elliptizität verschiedener Schichtdicken. Zwischen (a) und (b) liegt der Spinreorientierungsübergang bei 4.38 ML.

Um die Herkunft der beiden Suszeptibilitäts-Peaks zu bestimmen, wird in deren Umgebung die Richtung der Magnetisierung durch Hysteresekurven untersucht. Dazu werden bei verschiedenen Schichtdicken in polarer sowie longitudinaler Geometrie die Hysterese $M(H)$ untersucht. Aus der Form der Kurven wird die Richtung

der leichten Magnetisierung sowie die magnetische Anisotropieenergie des Films bestimmt. Exemplarisch sind in Abbildung 7.3 für zwei Schichtdicken Hysterese-Kurven dargestellt.

Bei Proben, deren Schichtdicken in der Nähe des Maximum bei 4.38 ML liegen, wird beobachtet, dass sich die Richtung der leichten Magnetisierung ändert. In Abbildung 7.3a ist eine rechteckige Hysterese einer polaren Messung sowie ein linearer Verlauf in longitudinaler Richtung einer 3.2 ML dicken Co-Schicht dargestellt. Das bedeutet, dass bei Schichtdicken unterhalb dieses Peaks die leichte Magnetisierungsrichtung senkrecht zur Probenoberfläche liegt.

In Abbildung 7.3b drehen sich die Verhältnisse um und man erkennt eine rechteckige Hysterese in longitudinaler Messgeometrie, wohingegen eine lineare Kurve in polarer Geometrie gefunden wird. Die leichte Magnetisierungsrichtung liegt nach dem Doppelpeak der Suszeptibilität in der Probenebene. Das zeigt, dass das Doppelmaximum der Suszeptibilität durch einen Spinreorientierungsübergang hervorgerufen wird [Pü01].

Das Doppelmaximum tritt im Experiment nur dann auf, wenn das Substrat vor dem Aufdampfen ausreichend gesputtert und ausgeheilt wurde. Bei Experimenten, bei denen zwischen dem Ausheilen und dem Beginn des Aufdampfens eine größere Zeitspanne lag, ist das erste Maximum weniger ausgeprägt oder geht als Schulter im Rauschen unter. Über die Herkunft der Schulter kann keine Aussage getroffen werden.

Es kann angenommen werden, dass der erste Peak bei 1.3 ML durch das Einsetzen des Ferromagnetismus in dem Co/Au(111)-System verursacht wird. Bei einer Schichtdicke zwischen ein und zwei Monolagen kommt es zu Koaleszenz der Kobaltinseln auf der Oberfläche [Fru03].

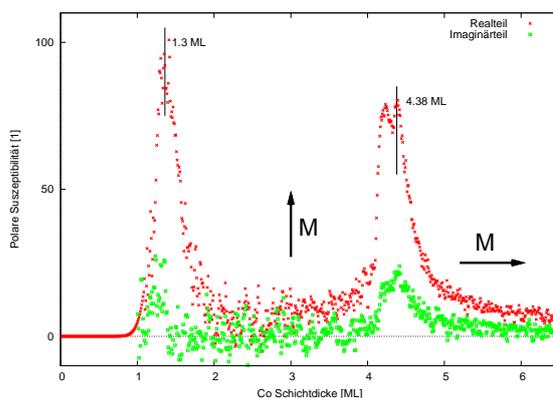


Abbildung 7.4: Polare Suszeptibilität beim Aufdampfen von Co auf Au(111). Für kleine Schichtdicken ($d \rightarrow 0$) kommt es bei der Umrechnung in SI-Einheiten zu einer Singularität, die hier unterdrückt wurde.

Die identische Signatur des Signals beim Aufdampfen in den Experimenten und den

Referenzexperimenten von S. Pütter auf dieselben Wachstumsvorgänge und dasselbe magnetische Verhalten hin. Dies erlaubt wiederum den Schluss, dass die Schichtdicken bei den Peaks im aktuellen Experiment mit denen im Referenzexperiment übereinstimmen. Im folgenden wird bei den Messungen die Schichtdicke über diese Suszeptibilitäts-Peaks kalibriert, d.h. der erste Peak wird auf 1.3 ML, der zweite auf 4.38 ML gesetzt.

Ist die Elliptizität der Filme bekannt, kann die Suszeptibilität in SI-Einheiten angegeben werden. Dazu wird die schichtdickenabhängige Elliptizität $\varepsilon_s(d)$ reziprok mit dem Signal des Lock-in-Verstärkers über $\chi_{\text{SI}} = \chi_{\text{lockin}} \cdot \frac{M_s}{\varepsilon_s(d)}$ verrechnet, vgl. Gleichung 4.3. Diese Berechnung führt nur zu einer Reskalierung der Amplitude, nicht aber zu einer Veränderung der Position der Peaks hinsichtlich der Schichtdicke. Wegen dieser Kalibrierung wird die Amplitude des ersten Peaks größer als die des Doppelpeaks. Dies entspricht auch den Erwartungen, da die Suszeptibilität am Phasenübergang divergiert (vgl. Abschnitt 3.1.5). In Abbildung 7.4 ist sowohl der Real- als auch der Imaginärteil der polaren Suszeptibilität dargestellt.

7.2 Abtragen von Co/Au(111)

Nachdem die magnetischen Anisotropie beim Aufdampfen von Co/Au(111)-Filmen bei zunehmender Schichtdicke zu einem Spinreorientierungsübergang führt, stellt sich die Frage, wie sich die Anisotropie im inversen Fall bei Abnahme der Schichtdicke verhält.

7.2.1 Erwartetes Verhalten beim Abtragen von Co/Au(111)

Da es sich bei der Suszeptibilität um die Ableitung der Magnetisierung nach dem äußeren Feld handelt, bekommt man nur dann ein von Null verschiedenes Signal, wenn es eine Änderung der Magnetisierung gibt. Beim Aufdampfen ist das der Fall, wenn ausreichend Material aufgedampft ist, sodass sich einzelne Inseln berühren und damit eine langreichweitige magnetische Ordnung gewährleisten werden kann (vgl. Abschnitt 3.1.4). Wie in Abschnitt 3.1.5 dargestellt, handelt es sich bei diesem Übergang von Paramagnetismus zu Ferromagnetismus um einen Phasenübergang. Hier divergiert die Suszeptibilität und man erwartet ein unendlich großes Messsignal. Außerdem kann es ein von Null verschiedenes Signal geben, wenn es zu einem Spinreorientierungsübergang kommt. In diesen Fall gibt es keine Singularität, sodass die

Suszeptibilität endlich bleibt (vgl. 3.1.5).

Geht man zunächst davon aus, dass mit den Argonionen schichtweise abgetragen wird, dann wird ausschließlich die Schichtdicke des Kobaltfilms, und dadurch auch das Volumen¹, reduziert. Unter dieser Annahme erwartet man abhängig von der Startschichtdicke des Films zwei verschiedene Verläufe der Suszeptibilität. Startet man mit einer senkrecht zur Probenoberfläche magnetisierten Probe, d.h. bei Co/Au(111) eine Schichtdicke geringer als 4.4 ML, verschwindet das ferromagnetische Verhalten unterhalb einer kritischen Schichtdicke, bei der man ein Maximum in der Suszeptibilität erhält.

Im zweiten Fall hat die Probe eine größere Schichtdicke und ist in der Probenebene magnetisiert. Wird durch Ionenbeschuss die Schichtdicke soweit reduziert, dass der Oberflächenterm in der effektiven Anisotropie überwiegt, wird durch den Spinreorientierungsübergang ein erstes Maximum in der Suszeptibilität hervorgerufen. Weitere Ionendosis führt dann analog zum ersten Fall zum Verlust der ferromagnetischen Eigenschaften des Films und zu einem weiteren Maximum.

Dabei wird aber nicht berücksichtigt, dass beim Beschuss mit Argonionen nicht nur einfach Material abgetragen wird. Durch Stöße mit den Ionen kann es zu einer Durchmischung des Films mit dem Substrat kommen. Zusätzlich können die Grenzflächen zwischen dem Substrat und dem Film durch den Versatz von Atomen zerstört werden. Da die senkrechte magnetische Anisotropie vom Verhältnis von Grenzflächenanisotropien zur Schichtdicke abhängt, wäre zu erwarten, dass sich der Spinreorientierungsübergang zu einer kleineren Schichtdicke verschiebt.

Mit diesen Überlegungen erwartet man für beide obigen Fälle ein geändertes Verhalten der Suszeptibilität. Im ersten Fall mit dünner Schichtdicke und senkrechter Magnetisierung kann es durch den Verlust der senkrechten Anisotropie durch das Einsetzen des Ätzens ohne Verringerung der Schichtdicke zu einer Drehung der Magnetisierungsorientierung in die Ebene kommen. Dieser Spinreorientierungsübergang würde zu einem ersten Maximum in der Suszeptibilität führen, welches kurz nach dem Einschalten des Ionenbeschusses auftritt. Verringert sich im Anschluss die Schichtdicke, kommt es beim Aussetzen des Ferromagnetismus zu einem weiteren Peak.

Andererseits würde die Schichtdicke eine Probe, deren Magnetisierung in der Ebene liegt, bei Beschuss zwar reduziert werden, durch die nicht mehr vorhandene senkrechte Anisotropie wird die Magnetisierungsrichtung jedoch nicht mehr in die Senkrechte gedreht und es kommt nicht zum Spinreorientierungsübergang. In diesem Fall wür-

¹Produkt aus Fläche und Schichtdicke

de man nach weiterem Abtragen im Suszeptibilitätssignal nur das Maximum finden, welches durch den verschwindenden Ferromagnetismus hervorgerufen wird.

Für ein Experiment wird zunächst eine Kobaltschicht von 6.5 ML Dicke auf den Goldeinkristall aufgedampft. Die Schichtdicke wird wie in Abschnitt 7.1 beschrieben bestimmt. Bei Proben mit dieser Dicke wird eine magnetische leichte Richtung in der Probenebene erwartet. Zusätzlich kann nach dem Aufdampfen die Elliptizität gemessen werden und mit entsprechend bekannten Schichten verglichen werden. Dazu muß die Probe allerdings in die MOKE-Kammer transferiert werden.

Nun wird die Kobaltschicht in der Hauptkammer mittels Argon-Ionenätzen abgetragen. In den hier durchgeführten Experimenten werden Ar^+ -Ionen mit einer Primärenergie zwischen 300 eV und 1000 eV verwendet. Die Ionenströme auf der Probe liegen dabei in der Größenordnung 60 nA/cm^2 , was einer Dosis von $4 \cdot 10^{11} \text{ Ionen/(cm}^2\text{s)}$ entspricht. Damit wird eine Abtragsrate von 2 bis 3 Monolagen pro Stunde erreicht.

7.2.2 Beobachtungen beim Abtragen von 6 ML Co/Au(111)

In Abbildung 7.5 ist eine für diese Messungen charakteristische Kurve aufgetragen. Das Messsignal ist die polare magnetische Antwort auf ein angelegtes Wechselfeld und ist in $\mu\text{rad}/(\text{A/m})$ angegeben. Für die Berechnung der tatsächlichen Suszeptibilität in SI-Einheiten werden zusätzliche Informationen über die Schichtdicke benötigt, die auf den folgenden Seiten erarbeitet werden.

Zu Beginn der Messung zeigt sich nur ein kleines Suszeptibilitätssignal knapp über Null. Die abfallende Flanke am Nullpunkt der Dosis kommt durch das Einschwingen des Lock-in-Verstärkers und hat keine magnetische Bedeutung. Es sind zwei Maxima zu beobachten, von denen das erste nach $0.28 \text{ mC/cm}^2 \text{ Ar}^+$ -Dosis auftritt. Nach weiteren 0.3 mC/cm^2 taucht ein zweiter Peak auf. Dieser steigt abrupt an (fast senkrecht). Kommt nach diesem Maximum eine zusätzliche Argonionen-Dosis auf die Probe, ergeben sich keine weiteren Signale.

Nach Erreichen einer Dosis von mehr als 0.75 mC/cm^2 ist kein magnetisches Signal mehr messbar. Würde das Substrat in diesem Zustand ausgeheilt werden, könnte bei erneutem Aufdampfen kein Unterschied zum vorherigen Versuch festgestellt werden. Der Film ist komplett abgetragen. Das deutet darauf hin, dass der zweite Peak bei 0.57 mC/cm^2 durch den Phasenübergang beim Verschwinden des Ferromagnetismus hervorgerufen wird, bei dem die Suszeptibilität divergiert.

Erstaunlich ist, dass vorher noch ein anderes Maximum gefunden wird. Die Amplitude dieses Peaks ist vergleichbar zu denen, die beim Spinreorientierungsübergang

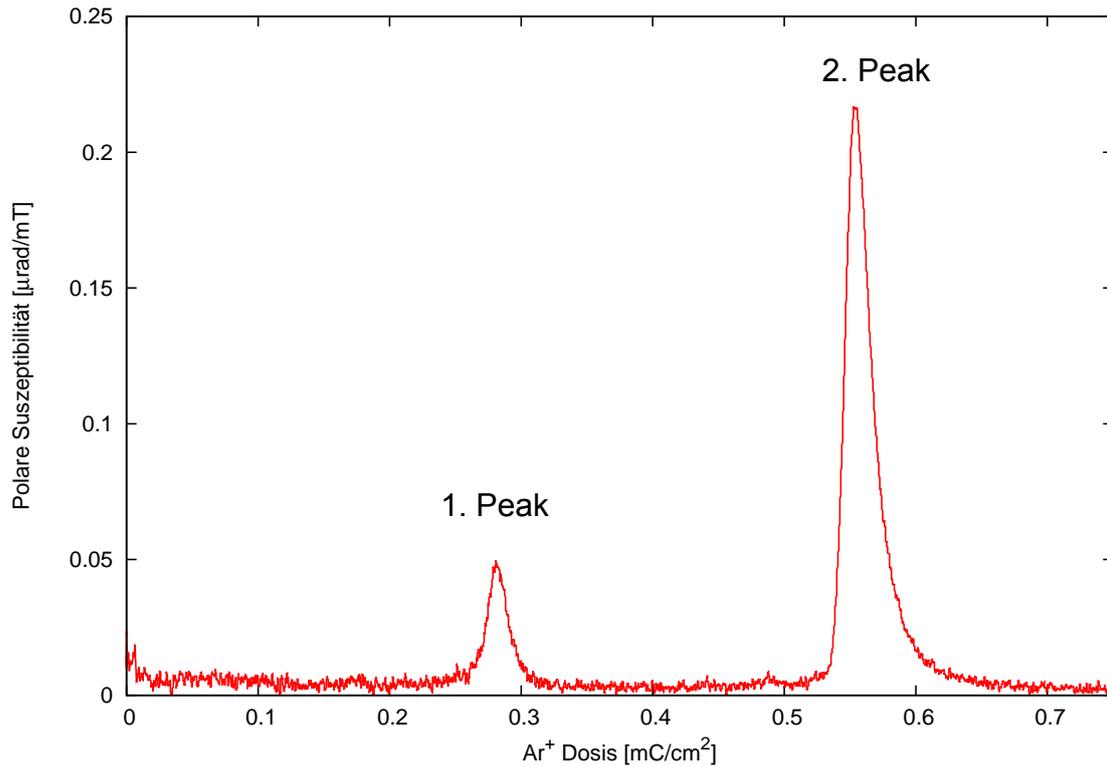


Abbildung 7.5: Polare magnetische Antwort auf ein anregendes magnetisches Wechselfeld aufgetragen über der Sputterdosis. Bei einer Dosis von etwa 0.75 mC/cm^2 ist der Film komplett entfernt (vgl. Text).

während des Aufdampfens gemessen werden.

Im Folgenden soll geklärt werden, was zu den einzelnen Peaks führt. Dazu muss zuerst die Schichtdicke, die der Ionendosis entspricht, ermittelt werden. Mit Hilfe von Hysterese-Messungen wird die Magnetisierungsrichtung bei unterschiedlichen Ionendosen entlang der Kurve zugeordnet.

7.2.3 Zuordnung der Schichtdicke

Um den beiden Maxima im Suszeptibilitätssignal eine Schichtdicke zuzuordnen zu können, werden Messungen gemacht, bei denen das Abtragen schrittweise vollzogen wird. Das Sputtern wird nach vorgegebenen Dosen unterbrochen und mit Hilfe von Hysteresemessungen die Sättigungselliptizität festgestellt, welche proportional zur Magnetisierung und damit auch zur Schichtdicke ist.

In Abbildung 7.6 ist die Abhängigkeit der longitudinalen Elliptizität gegen die Dosis für verschiedene Probenserien aufgetragen.

Die roten Datenpunkte in Abbildung 7.6 sind longitudinale Messungen der Sättigungselliptizität einer einzelnen Probe, bei der schrittweise Dosis appliziert wurde. Aufgrund der starken senkrechten Anisotropie ist es nicht möglich, die Filme bei kleinen Schichtdicken mit dem zur Verfügung stehenden Magneten in der Ebene zu sättigen, sind die Messpunkte bei höherer Ionendosis aus der polaren Elliptizität bestimmt. Die aus der polaren Elliptizität berechnete Schichtdicke ist in Abbildung 7.6 im Bezug auf die rechte Ordinate eingezeichnet.

Die grünen Datenpunkte sind aus verschiedenen Probenserien. Bei diesen wurden ebenfalls 6.6 ML Kobalt aufgedampft und nach einer Hysterese-Messung mit einer bestimmten Dosis geätzt. Nach dem Ätzen wurden mit MOKE erneut die magnetischen Eigenschaften untersucht. Die Daten dieser Einzelmessungen passen gut in den Verlauf der durchgehenden Messung.

Bei den Messungen, die mit einem in der Ebene magnetisierten Film starten, fällt die

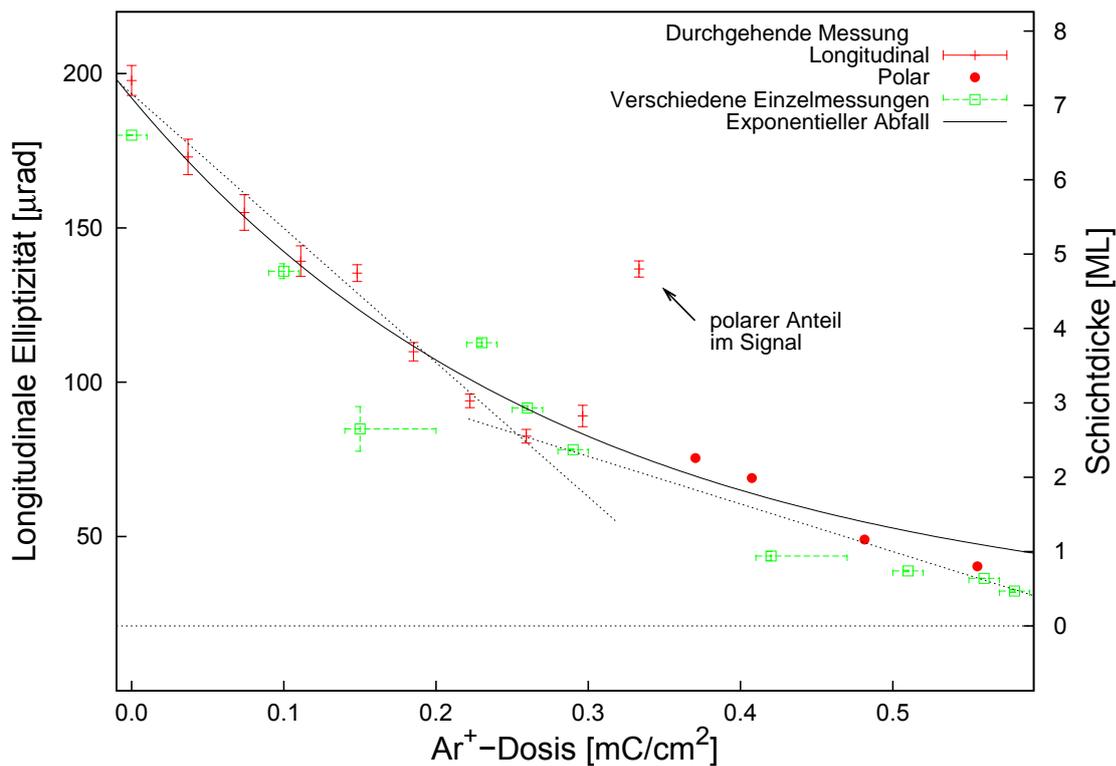


Abbildung 7.6: Longitudinale Elliptizität in Abhängigkeit von der aufgetragenen Ar⁺-Ionendosis. Die roten Datenpunkte sind in einer durchgehenden Serie gemessen. Die grünen Punkte sind aus verschiedenen Einzelmessungen, die von der selben Basisschichtdicke 6.6 ML starten.

longitudinale Sättigungselliptizität mit zunehmender Dosis linear ab. Mit den oben genannten Parametern für das Ätzen beträgt die Sputterrate $440 \pm 40 \mu\text{rad}/(\text{mC}/\text{cm}^2)$. Über die inverse Beziehung aus den Gleichungen 5.1 und 5.2 zwischen der polaren bzw. longitudinalen Elliptizität ε und der Schichtdicke d , die in Abschnitt 5.6 eingeführt wurden, kann die Sputterrate bestimmt werden. Sie beträgt im Bereich unterhalb von $0.25 \text{ mC}/\text{cm}^2$ $18 \pm 2 \text{ ML}/(\text{mC}/\text{cm}^2)$.

Bei einer Dosis von etwa $0.3 \text{ mC}/\text{cm}^2$ steigt die longitudinale Elliptizität stark an. Aus der Form der Hysteresekurven sieht man, dass in diesen Messungen ein großer polarer Anteil im longitudinalen Signal steckt. Dadurch scheint die longitudinale Elliptizität größer zu werden und die Beziehung zur Schichtdicke stimmt nicht mehr. Der steigende polare Anteil deutet auf eine Veränderung der Magnetisierungsrichtung, einem Spinreorientierungsübergang, hin.

Nach dem linearen Abfall für kleine Dosen bis etwa $0.25 \text{ mC}/\text{cm}^2$ knickt die Kurve ab und die Steigung wird geringer. Offensichtlich nimmt die Abtragsrate für größere Dosen ab, sodass eine zweite Gerade an die Daten angepasst werden muß. Dieses Abknicken kann z.B. mit der Durchmischung von Kobalt und Gold erklärt werden. Da sowohl Kobalt- als auch Goldatome abgetragen werden, wird eine größere Zahl von Ionen pro Kobaltatom benötigt. Dadurch wird das magnetische Material weniger stark reduziert und es kommt zu der scheinbaren Abnahme der Abtragsrate.

Zur Bestimmung der mit den Suszeptibilitätsmaxima korrespondierenden Schichtdicken muss ein funktionaler Zusammenhang zwischen der Schichtdicke und der Dosis hergestellt werden. Da die Durchmischung der Schichten nicht instantan einsetzt, sondern mit steigender Dosis kontinuierlich größer wird, wird eine exponentielle Abhängigkeit der Schichtdicke d von der Ionendosis I angenommen.

$$d(I) = 7.0 \cdot \exp(-3.5 \cdot I) + 0.1 \quad [\text{ML}] \quad (7.1)$$

Mit der in Abbildung 7.6 eingezeichneten Anpassung kann der Ar^+ -Ionendosis, die beim ersten Maximum der polaren Suszeptibilität appliziert wurde, eine Schichtdicke von $2.4 \pm 0.4 \text{ ML}$ zugeordnet werden. Die Dosis des zweiten Suszeptibilitätspeaks korrespondiert mit einer Schichtdicke, die unter einer Monolage magnetischen Material liegt.

7.2.4 Berechnung der Suszeptibilität

Mit den so ermittelten Schichtdicken und den daraus resultierenden, bekannten Sättigungswerten der polaren Elliptizität kann aus dem Messsignal des Lock-In-Verstärkers und den bekannten, eingestellten Werten für Auslöschung, Verkippung und Magnetfeldamplitude die einheitenlose Suszeptibilität berechnet werden (vgl. Gleichung 4.3). Diese ist in Abhängigkeit von der Schichtdicke in Abbildung 7.7 dargestellt.

Der erste Peak liegt bei 2.4 ML-Peak und hat eine Amplitude $\chi \approx 200$. Dieser Wert liegt in derselben Größenordnung wie das Maximum, das während des Spinreorientierungsübergangs beim Aufdampfprozess auftritt. Das zweite Maximum liegt bei einer Schichtdicke unter einer Monolage. Es ist mit etwa 3500 deutlich größer als die Peaks beim Aufdampfen.

Dieses Verhältnis der Amplituden ist ein erstes Anzeichen dafür, dass zwei verschiedene Mechanismen für die Maxima verantwortlich sind. Wie in Abschnitt 3.1.5 dargestellt, divergiert die Suszeptibilität beim Phasenübergang von para- zu ferromagnetischem Verhalten. Der zweite, deutlich größere Peak wird also vermutlich durch den Verlust der ferromagnetischen Ordnung hervorgerufen.

7.2.5 Identifikation der Signale

Im folgenden soll herausgearbeitet werden, wodurch die beiden in Abbildung 7.7 auftretenden Maxima hervorgerufen werden. Dazu werden Filme mit 6.6 ML Kobalt hergestellt und mittels MOKE in beiden möglichen Geometrien untersucht. Der nichtgeätzte Film zeigt eine rechteckige Hysterese (Abb. 7.8a: A) in longitudinaler und eine harte Achse in polarer Richtung. Mit einer entsprechenden Ionendosis wird dieser Film auf eine vorher gewählte Schichtdicke abgetragen.

Bringt man nur geringe Ar^+ -Dosen (Abb. 7.7: Punkt B) auf den Film auf, bleibt im longitudinalen Signal die rechteckige Hysterese erhalten. Die Sättigungselliptizität wird proportional zur Ionendosis kleiner. Die Probe hat unverändert ihre leichte Magnetisierungsrichtung in der Ebene.

Das Magnetfeld reichte bei dieser Schichtdicke nicht aus, um eine Sättigung in polarer Richtung zu erreichen. Die Messungen verhalten sich so, wie es vom Magnetisierungsverhalten in schwerer Richtung erwartet wird und es kann ein linearer Verlauf festgestellt werden. Durch das Fehlen der Sättigung ist es schwer Anisotropien zu bestimmen. Kennt man allerdings die Schichtdicke, so kann die Sättigung für die Berechnung der Anisotropie aus bekannten Co/Au(111)-Experimenten übernommen

werden, vgl. Abschnitt 5.6.

Beim weiteren Abtragen bleibt die Form der Kurven unverändert, nur die Sättigung nimmt proportional zur Schichtdicke ab (Punkt C). Selbst direkt vor dem Peak an Punkt D wird in longitudinaler Richtung immer noch leichte Achse gefunden. Allerdings beginnt sich nun die Kurve in polarer Richtung zu öffnen. Das bedeutet, dass jetzt auch der senkrechte Magnetisierungszustand bevölkert wird.

Erreicht man den ersten Peak der Suszeptibilität, so verändert sich die Signatur des MOKE-Signals. Die Hysteresekurven, die nach dem Peak gemessen wurden (Abb. 7.8c), wurden durch Differenzbildung mit der inversen Messung bestimmt, wodurch der polare Anteil im longitudinalen Signal herausgerechnet werden kann.

Bei Messung E erhält man eine geschlossene Gerade, die auch bei maximalem Feld keine Sättigung zeigt. Im Gegensatz dazu sieht man nun in polarer Richtung eine rechteckige Kurve, die bei einer Elliptizität von $335 \mu\text{rad}$ sättigt. Das Koerzitivfeld

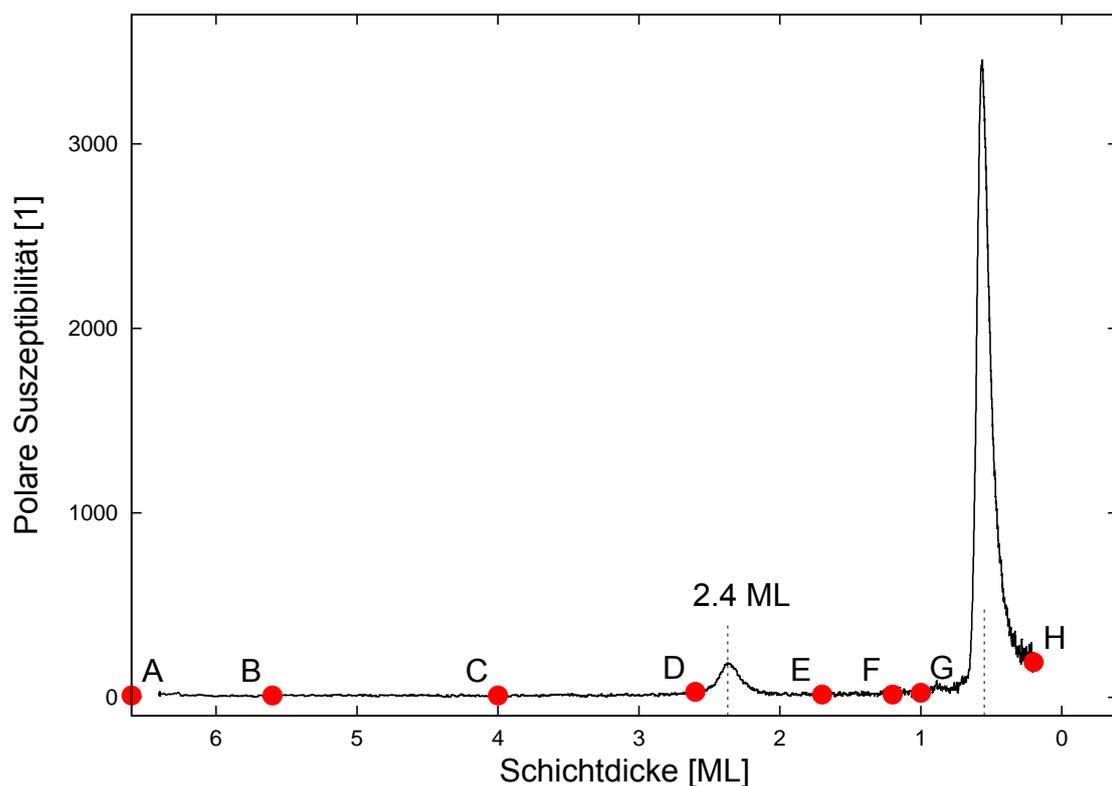


Abbildung 7.7: Suszeptibilität aufgetragen über der verbleibenden Schichtdicke, welche über die Messung der Sättigungselliptizitäten ermittelt wurde. Zur Identifikation der Herkunft der Suszeptibilitäts-Peaks sind zu den Positionen A-H korrespondierende Hysteresekurven in Abbildung 7.8 aufgetragen.

liegt unter 10 mT. Die leichte Richtung der Magnetisierung liegt jetzt also senkrecht zur Probenoberfläche.

Zwischen den Messungen D und E mit den Schichtdicken 2.6 bzw. 1.7 Monolagen gibt es einen Spinreorientierungsübergang. Dieser Dickenbereich stimmt mit dem im Suszeptibilitätssignal gefundenen Maximum bei 2.4 ML überein.

Bei weiterem Materialabtrag bleibt die rechteckige Hysterese in polarer Richtung, d.h. die Magnetisierungsrichtung erhalten (Punkt F, G). Erst nach knapp einer weiteren Monolage mit Beginn des zweiten Peaks verschwindet die rechteckige Form und es wird eine geöffnete S-förmige Hysteresekurve beobachtet.

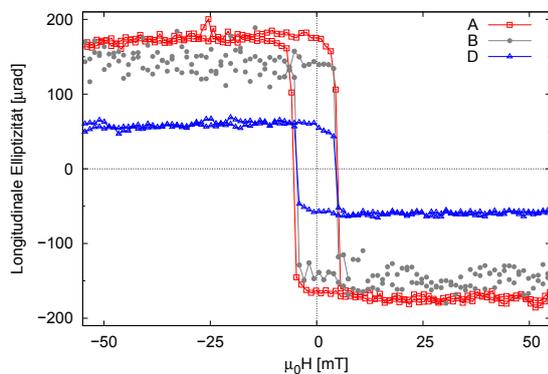
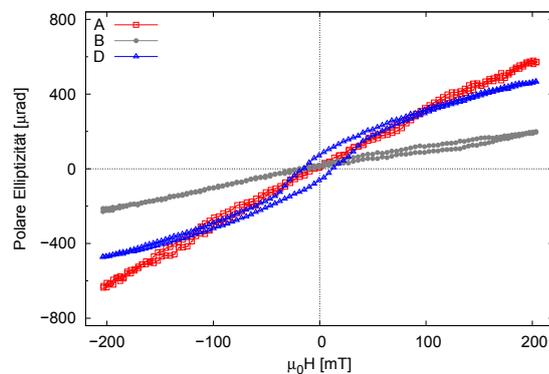
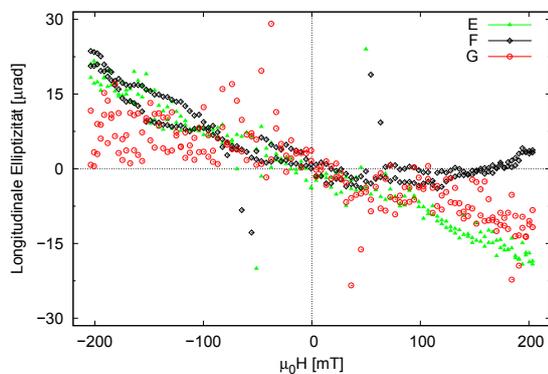
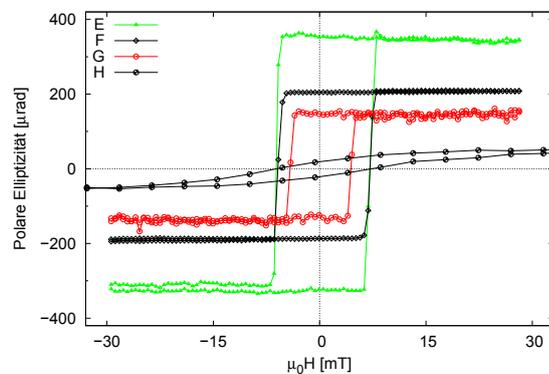
(a) $d_A=6.6$ ML, $d_B=5.6$ ML, $d_C=2.6$ ML(b) $d_A=6.6$ ML, $d_B=5.6$ ML, $d_C=2.6$ ML(c) $d_E=1.7$ ML, $d_F=1.2$ ML, $d_G=1.0$ ML(d) $d_E=1.7$ ML, $d_F=1.2$ ML, $d_G=1.0$ ML, $d_H=0.3$ ML

Abbildung 7.8: Zur Identifikation der Herkunft der Suszeptibilitätssignale sind zu den Positionen A-H aus Abbildung 7.7 korrespondierende Hysterese-Kurven aufgetragen. Bei den Schichtdicken in (a),(b) liegt die Magnetisierungsrichtung in der Probenebene. Zwischen den Kurven D und E findet ein SRT statt, sodass die Magnetisierungsrichtung in (c),(d) senkrecht zur Ebene steht.

Schließlich verschwindet nach weiterem Ionenätzen sowohl das polare als auch das longitudinale MOKE-Signal. Mit dem magnetooptischen Kerreffekt kann kein magnetisches Material mehr gefunden werden. Ideal wäre es hier, z.B. mit Augerspektroskopie überprüfen zu können, ob noch Kobalt auf der Probe ist. Leider ist dies in der verwendeten Anlage nicht möglich. Es kann aber davon ausgegangen werden, dass sich tatsächlich keine magnetisches Material mehr auf der Probe befindet, da sich der Goldkristall aus diesem Zustand durch Ausheilen in den Ausgangszustand zurückversetzen lässt. Wird dann eine neue Kobaltschicht aufgedampft, erhält man das ursprüngliche Verhalten und keinen Hinweis auf zurückgebliebenes „altes“ Kobalt.

7.3 Verhalten der magnetischen Anisotropie beim Ionenätzen

Ein Ergebnis der Hysterese- und Suszeptibilitätsmessungen ist, dass sich die Magnetisierungsrichtung eines Co/Au(111)-Films im Verlauf des Sputtervorgangs ändert. Die Orientierung der Magnetisierung hängt im Gleichgewichtsfall vom Verhältnis der Oberflächen- zur effektiven Volumenanisotropie ab.

7.3.1 Anisotropie bei frisch aufgedampften Filmen

Zur Bestimmung des Verhaltens der Anisotropie beim Aufdampfen von Co/Au(111)-Schichten wurden Proben mit unterschiedlichen Schichtdicken hergestellt. Direkt nach dem Aufdampfen der Kobaltschicht wurde die Kerr-Elliptizität in polarer und longitudinaler Richtung gemessen und daraus die effektive Anisotropie in Abhängigkeit von der Schichtdicke bestimmt. Die Anteile der Grenzflächen- als auch der Volumenanteil der Anisotropie lassen sich durch Auftragen des Produkts $K_{\text{eff}} \cdot d$ über der Schichtdicke d ermitteln.

Eine Anpassung von $K_{\text{eff}} \cdot d$ mit Gleichung 3.5² ergibt eine Grenzflächenanisotropie von $0.63 \pm 0.05 \text{ mJ/m}^2$, vgl. Abbildung 7.9. Dieser Wert ist die Summe der Grenzflächenanisotropien zwischen Kobalt und Gold sowie der Co-Oberfläche, also der Grenzfläche zum Vakuum. Die gemessene Volumenanisotropie, also die Steigung der Geraden, beträgt $590 \pm 30 \text{ kJ/m}^3$ und stimmt mit den in der Literatur [Ste86, Bro88] für Co/Au(111) gefundenen Werte überein.

² $K_{1,\text{eff}} = K_{v,\text{eff}} + \frac{2K_{\text{if}}}{d}$

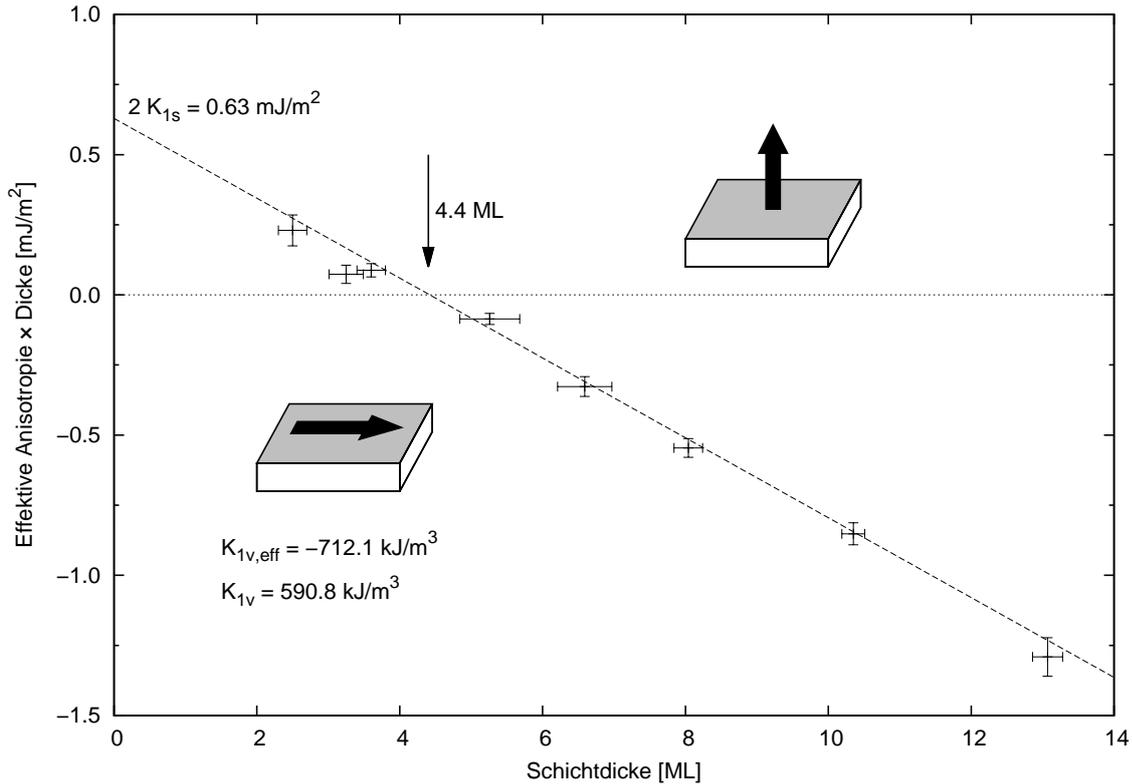


Abbildung 7.9: Effektive Anisotropie in Abhängigkeit der Schichtdicke von Co/Au(111)-Filmen. Die Filme wurden sofort nach dem Wachsen untersucht. Bei 4.4 ML heben sich $K_{1v,eff} \cdot d$ und K_{1s} auf und es kommt zum SRT.

7.3.2 Anisotropie beim Ionenätzen

Zusätzlich zu den durchgehenden Suszeptibilitätsmessungen beim Abtragen einer Co-Schicht durch Ionenätzen (vgl. Abschnitt 7.2.2) wurden Messungen durchgeführt, bei denen über Hysteresekurven die Anisotropie des Systems bestimmt wurde. Dafür wurde die Suszeptibilitätsmessung unterbrochen. In Abbildung 7.10 ist dies für Co/Au(111)-Filme, deren Basisschichtdicke nach dem Aufdampfen 6.6 ML betrug und sukzessiv abgetragen wurden, exemplarisch dargestellt. Die Basisschichtdicke ist in der Grafik mit „Gewachsener Film“ gekennzeichnet. Analog zu den Experimenten mit wie-gewachsener Co-Schichten zeigt das Produkt aus Anisotropie und Schichtdicke $K_{eff} \cdot d$ in Abhängigkeit von der Schichtdicke über einen großen Bereich ein lineares Verhalten. Es gibt jedoch zwei Bereiche, in denen die Anisotropie innerhalb einer kleinen Schichtdickenänderung stark abfällt.

Der erste Sprung ereignet sich direkt nach Anschalten des Ionenätzens zwischen Schichtdicken von 6.6 und 6.0 ML. $K_{eff} \cdot d$ wird dabei um etwa $0.53 \pm 0.07 \text{ mJ/m}^2$ re-

duziert. Messungen mit besser aufgelöster Ionendosis zeigen, dass dieser Abfall nicht abrupt passiert, sondern über einen Schichtdickenbereich von 0.3 ± 0.1 ML stattfindet.

Der Nulldurchgang des linearen Bereichs von $K_{\text{eff}} \cdot d$ bei weiterer Abnahme der Schichtdicke liegt bei 2.1 ± 0.3 ML und zeigt den Übergang der Magnetisierung aus der Ebene in die Senkrechte an. Diese Schichtdicke stimmt mit der Schichtdicke des Suszeptibilitätspeaks, der in Abschnitt 7.2.5 als Indikator für den Spinreorientierungsübergang identifiziert wurde, überein.

Die Steigung dieser Geraden ist mit -0.17 ± 0.03 mJ/(m² ML) geringer als bei den frisch gewachsenen Filmen (-0.14 ± 0.02 mJ/(m² ML)). Zum Vergleich ist in Abbildung 7.10 der Verlauf der Anisotropie der wie-gewachsenen Filme gestrichelt eingezeichnet. Aus der geringeren Steigung ergibt sich eine geringere Volumenanisotropie

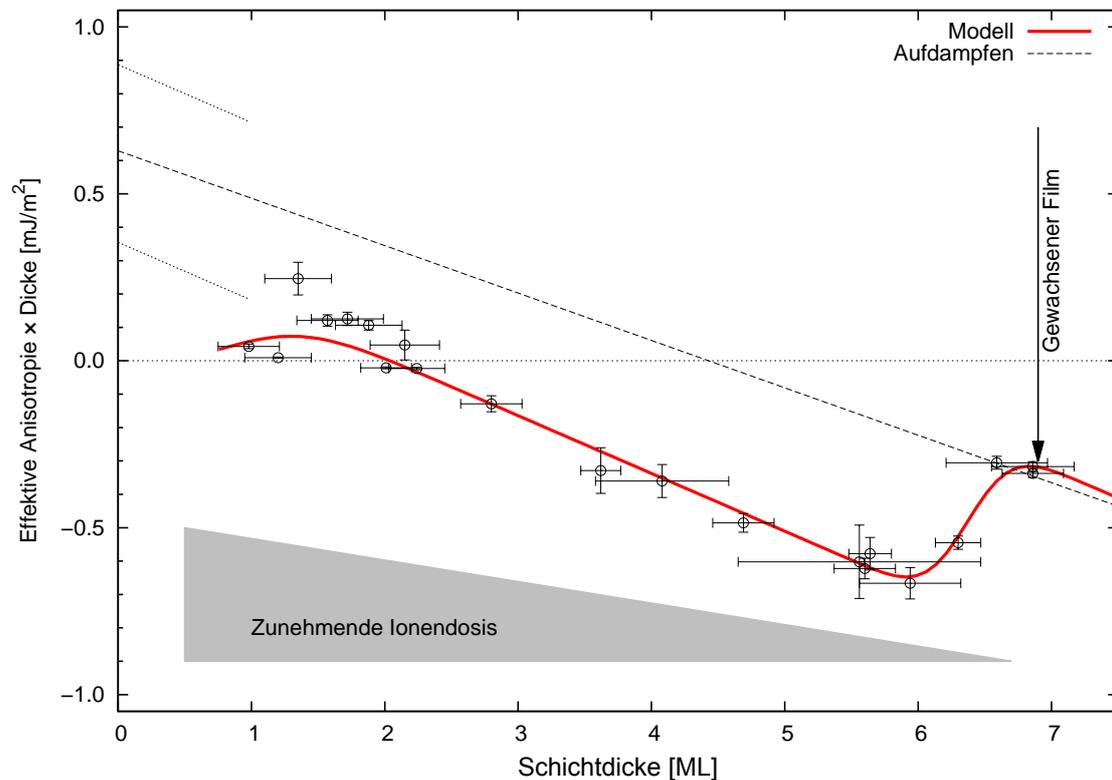


Abbildung 7.10: Effektive Anisotropie von Co/Au(111)-Filmen über der Schichtdicke, welche durch Ionenätzen abgetragen wird. Der SRT ist gegenüber einem aufwachsenden System zu kleineren Schichtdicken hin verschoben. Das Verschwinden Grenzflächenbeiträge K_s und K_i mit zunehmender Ionendosis wird mit dem in 7.5.2 eingeführten Modell beschrieben.

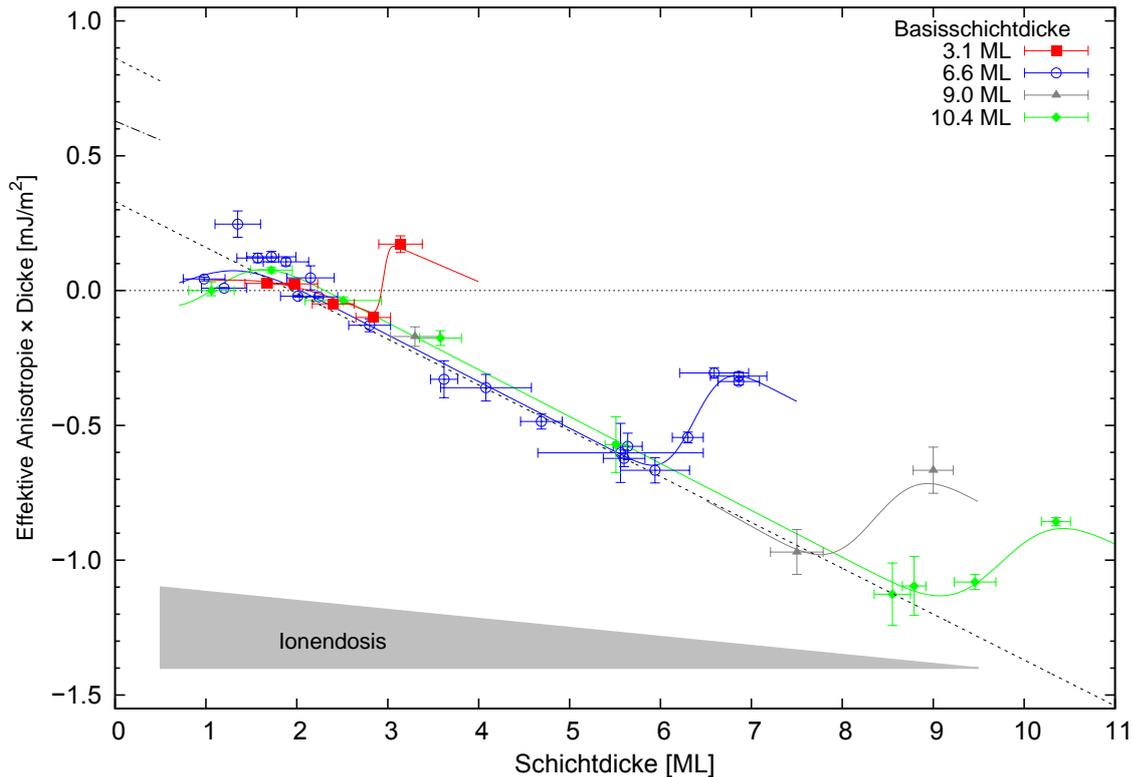


Abbildung 7.11: Verhalten der effektiven Anisotropie von Co/Au(111)-Filmen mit verschiedenen Basisschichtdicken.

von $450 \pm 70 \text{ kJ/m}^3$. Diese Verringerung wird in Abschnitt 7.5.1 diskutiert.

Bei einer Schichtdicke von etwa 2 ML fällt die Anisotropie ein zweites mal ab und geht mit geringer werdender Dicke gegen Null. Dieses Abknicken ist deutlich schwächer als der erste und erstreckt sich über einen Schichtdickenbereich von etwa $0.6 \pm 0.2 \text{ ML}$. Die Amplitude dieses Abfalls beträgt $0.36 \pm 0.04 \text{ mJ/m}^2$.

In Abbildung 7.11 erkennt man, dass Co/Au(111)-Filme mit anderen Basisschichtdicken die Anisotropie beim Ionenätzen das gleiche Verhalten zeigt. Auch hier gibt es nach einer geringen Ionendosis einen ersten, scharfen Abfall der Anisotropie. Im weiteren Verlauf des Ionenätzens kommt es nach einem linearen Abschnitt ebenfalls zu einem zweiten, breiteren Abfall.

Für die Basisschichtdicken von 6 bis 10 ML ist die Amplitude des ersten Sprungs etwa 0.55 mJ/m^2 hoch. Bei der kleineren Basisschichtdicke ist dieser mit 0.3 mJ/m^2 etwas geringer. Nach dem ersten Abfall wird ein linearer Verlauf gefunden, dessen Steigung, also die effektive Volumenanisotropie, und dessen Achsenabschnitt bei allen Basisschichtdicken identisch ist. Dieser Achsenabschnitt ist die Amplitude des zweiten

Abfalls der Anisotropie und ist mit $0.36 \pm 0.05 \text{ mJ/m}^2$ bei allen Basisschichtdicken gleich groß. Zur Verdeutlichung ist der Achsenabschnitt in Abbildung 7.11 mit einer kurzen, gepunktete Linie verdeutlicht.

Die Schichtdicke, bei dem der Spinreorientierungsübergang aus der Ebene in die Senkrechte stattfindet, ist unabhängig von der Basisschichtdicke bei $2.1 \pm 0.3 \text{ ML}$.

7.3.3 Energieabhängigkeit des Verlaufs der Anisotropie

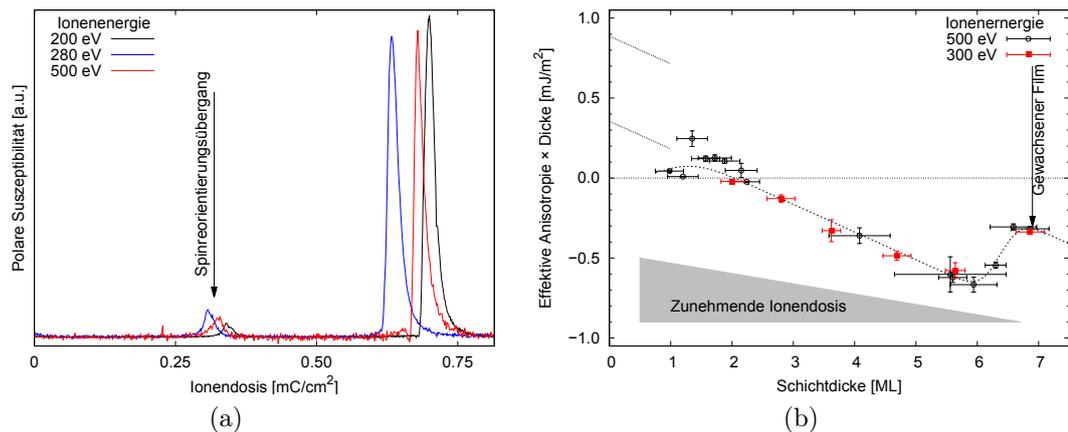


Abbildung 7.12: (a) Die Ionendosis, die zum Abtragen der Schicht bis zum SRT benötigt wird (erster Peak), hängt nicht von der Energie der Ionen ab. (b) Auch der Verlauf der effektiven Anisotropie beim Ätzen einer Co/Au(111)-Schicht zeigt keine Energieabhängigkeit.

Um den Einfluss der Primärenergie der Ar^+ -Ionen auf die Anisotropie und den gefundenen Spinreorientierungsübergang zu testen, wurden Co/Au(111)-Filme mit einer Basisschichtdicke von 6.6 ML mit verschiedenen Primärenergien der Argonionen von 200 eV bis 500 eV geätzt.

Zunächst werden nur Messungen betrachtet, bei denen die Suszeptibilität während des Ätzvorgangs durchgehend aufgezeichnet wurde. Diese sind in Abbildung 7.12a dargestellt. In allen Fällen traten die beiden in Abschnitt 7.2.2 beschriebenen Peaks auf. Die Zahl der abgetragenen Atome pro einfallendem Ion, also die Ionenausbeute, hängt nicht linear von der Energie der Primärionen ab. Je kleiner diese Energie ist, umso mehr Ionen werden zum Abtrag einer bestimmten Schichtdicke benötigt. Berücksichtigt man dies, ist die Ionendosis unabhängig von der Energie.

Im Fall von 300 eV wurde analog zu den in 7.3.2 beschriebenen Messungen die Anisotropie durch Hysteresekurven bestimmt. Zum Vergleich sind in Abbildung 7.12b

für verschiedene Ionenenergien die Anisotropieverläufe über der Schichtdicke aufgetragen. Zwischen dem Ätzen mit 500 und 300 eV kann kein Unterschied festgestellt werden. In beiden Fällen geht die Oberflächenanisotropie kurz nach dem Start verloren und es kommt zu einer linearen Abnahme der Anisotropie. Auch die Schichtdicke des Nulldurchgangs ist identisch.

Im untersuchten Energiebereich wird keine Energieabhängigkeit gefunden. Ein größerer Energiebereich konnte aufgrund der limitierten Möglichkeiten der Ionenkanone nicht untersucht werden. In Abschnitt 7.5.3 wird aber die Eindringtiefe der Argonionen in Abhängigkeit von der Energie diskutiert.

7.4 Verschiebung des SRT durch Bedeckung und Durchmischung

Wird die Oberfläche einer Co/Au(111)-Probe verändert, so wird sich auch die Oberflächenanisotropie verändern. Diese Änderung kann unter anderem durch eine zusätzlich aufgedampfte nichtmagnetische Deckschicht erreicht werden. Mit einem Doppelkeilexperiment [Hop05, Seite 153], bei dem ein Goldkeil als Deckschicht senkrecht zu einen zuvor aufgewachsenen Co-Keil aufgebracht wird, kann man mit spinaufgelösten Rasterelektronenmikroskop-Messungen (SEMPA) sehen, wie sich das magnetische Verhalten mit steigender Bedeckung ändert. Man sieht, dass nur 0.5 ML Deckschicht ausreichen, um den SRT um mehr als 2 ML zu höheren Schichtdicken zu verschieben. Dies zeigt, wie empfindlich das System von der Veränderung der Oberfläche abhängt und dass bereits Bruchteile einer Monolage die Oberflächenanisotropie stark beeinflussen. Im Bereich des Spinreorientierungsübergangs reichen geringste Variationen der Oberflächenanisotropie aus, um das Gleichgewicht zur Volumenanisotropie zu verändern und die Magnetisierungsrichtung zu kippen.

Auch durch Kohlenstoffadsorption kann eine Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs verursacht werden. Mit Hilfe von Rastertunnelmikroskopie untersuchten Dreyer et al. [Dre99], wie sich die Anisotropie einer Co/Au(111)-Probe mit zunehmender Kohlenstoffbedeckung verändert. Bei Co-Filmen, deren Dicke knapp über dem SRT liegt, kann durch Kohlenstoffverunreinigung der Oberfläche die Magnetisierung aus der Ebene in die Senkrechte gekippt werden.

In den beiden zuvor aufgeführten Fällen wird die Anisotropieveränderung durch zusätzliches auf den Film aufgebrachtes Material hervorgerufen. Aber auch ohne eine zusätzlich aufgedampfte Schicht Gold kann es auf der Oberfläche zu einer Bedeckung

kommen, die zu einer Veränderung der Oberflächenanisotropie führt. Aufgrund der geringeren Oberflächenenergie von Gold, diffundieren Goldatome des Substrats auf die Kobaltschicht (vgl. [Goy01]) und es kommt zu einer Änderung des Verhältnis von Form- und Grenzflächenanisotropie.

Um die Effekte der Diffusion oder Bedeckung auf die Magnetisierung im Experiment zu verifizieren wird Co auf Au(111) aufgedampft, sodass die Magnetisierung direkt nach dem Spinreorientierungsübergang in der Ebene liegt. In Abbildung 7.13a ist der zeitliche Verlauf der Hysteresekurven einer Probe mit 4.7 ML Kobalt dargestellt, die durch Anlegen eines Magnetfelds senkrecht zu Oberfläche gemessen wurden. Kurz nach dem Aufdampfen findet man eine beinahe geschlossene Hysterese mit einer geringen senkrechten Anisotropie, die auf eine Magnetisierung in der Ebene hindeutet. Im Lauf der Zeit vergrößert sich das Koerzitivfeld und die senkrechte Anisotropie nimmt zu. Wie man anhand der Form der Hysterese sehen kann, dreht sich die leichte Achse der Magnetisierung in die Senkrechte.

Analog dazu kann auch die Suszeptibilität beim Aufdampfen gemessen und nach Erreichen der Schichtdicke, bei der der SRT stattfindet, das weitere Aufdampfen gestoppt werden. Nach dem charakteristischen Doppelpack in der Suszeptibilität sieht man im weiteren Verlauf bei konstanter Schichtdicke, wie die Suszeptibilität erneut durch einen Peak läuft (vgl. Abbildung 7.13b). Wie schon von S. Pütter gezeigt [Pü00], korrespondiert dieser Suszeptibilitäts-Peak mit den Änderungen der Hysteresekurven aus Abbildung 7.13a.

Bei Raumtemperatur ist durchaus wahrscheinlich, dass Kohlenwasserstoffe, die noch im Restdruck der Anlage vorhanden sind, auf der Probe adsorbieren [Wet98]. Bei einem Druck von $5 \cdot 10^{-10}$ mbar adsorbiert eine Monolage innerhalb weniger Stunden auf der Oberfläche des Kristalls.

Ein ähnliches Experiment kann während des Ionenätzens durchgeführt werden. In Abbildung 7.14 ist der zeitliche Verlauf der Suszeptibilität aufgetragen. Die Probe, deren leichte Magnetisierung in der Ebene liegt, wird zuerst mit Ar^+ -Ionen soweit abgetragen, dass der Spinreorientierungspeak einsetzt. Dann wird der Ionenbeschuss ausgeschaltet während die Messung der Suszeptibilität weiter läuft. Der Argondruck wird dabei von 10^{-6} mbar auf UHV-Bedingungen abgesenkt.

Die Suszeptibilität durchläuft einen breiten Peak, vgl. Abbildung 7.14a. Dieser hat eine steile, ansteigende Flanke und fällt danach langsam ab und nähert sich asymptotisch nach mehreren Stunden einer Abklingkonstante an.

Führt man das selbe Experiment nochmal durch, stoppt den Ionenbeschuss aber erst

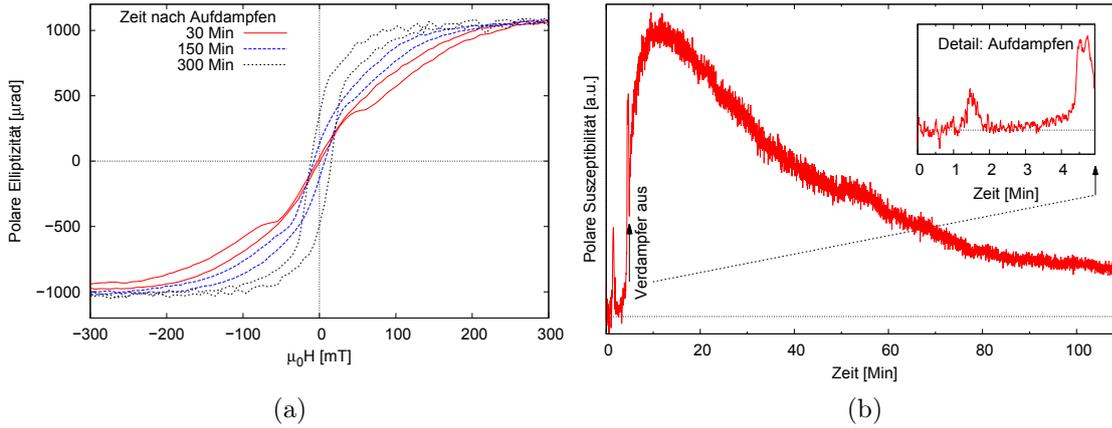


Abbildung 7.13: (a) Zeitlicher Verlauf der Hysteresekurven einer Co/Au(111)-Probe in polarer Geometrie. (b) Zeitlicher Verlauf der Suszeptibilität mit einer Schichtdicke, die knapp über dem SRT liegt (4.75 ML).

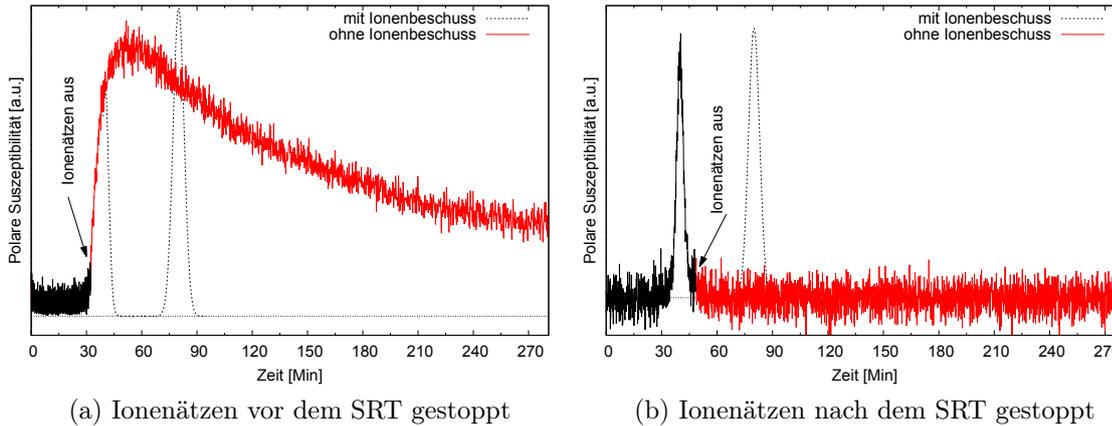


Abbildung 7.14: Zeitlicher Verlauf der Suszeptibilität während des Abtragens durch Ionenätzen. Das Ionenätzen wird in (a) vor und in (b) nach Durchlaufen des Spinreorientierungsübergangs gestoppt und die Suszeptibilität weiter aufgezeichnet. Zum Vergleich ist der typische weitere Verlauf mit durchgehendem Ionenbeschuss gestrichelt eingezeichnet.

nach dem Spinreorientierungsübergang, d.h.nach dem Peak, bleibt das Suszeptibilitätssignal Null (vgl. Abbildung 7.14b).

Die Vorzugsrichtung der Magnetisierung wird nach Durchlaufen des Peaks (Abb. 7.14a) über Hysteresekurven bestimmt. In den Hysteresen in Abbildung 7.15 zeigt sich, dass die Probe eine sehr geringe Anisotropie in der Ebene hat. Der Wert der Anisotropiekonstanten zweiter Ordnung ist in der selben Größenordnung, hat aber ein positives

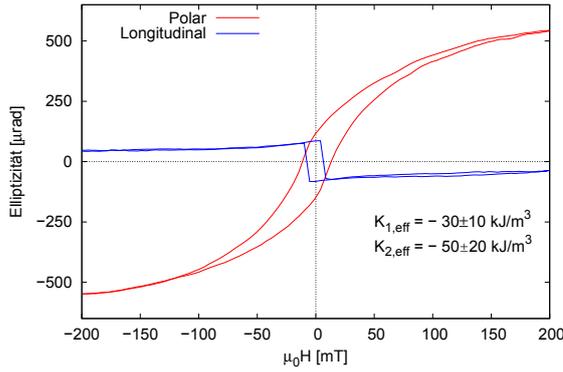


Abbildung 7.15: Im Anschluss an die Suszeptibilitätsmessung aus Abb. 7.14a, bei der das Ionenätzen vor dem SRT ausgeschaltet wurde, aufgenommene Hysteresekurven. Man erhält in beiden Geometrien eine geöffnete Hysterese.

Vorzeichen. Die geöffneten Hysteresen in beiden Messgeometrien sind ein Anzeichen dafür, dass beide Magnetisierungszustände bevölkert werden und sich die Magnetisierung in der „Canting“-Phase befindet. Das bedeutet, dass die leichte Richtung nicht in der Probenebene liegt, sondern leicht verkippt ist.

Dies steht zunächst im Widerspruch zu Oepen et.al. [Oep97a], die durch Bestimmung der Vorzeichen der Anisotropiekonstanten K_1 und K_2 zeigten, dass der Spinreorientierungsübergang beim Aufdampfen von Co/Au(111) über die Koexistenzphase führt. Diese hängt von der Mikrostruktur der Oberfläche ab [Spe95]. Durch Inselwachstum können beim Aufdampfen Bereiche mit unterschiedlicher Schichtdicke auftreten, die mikroskopisch unterschiedliche Magnetisierungsrichtungen aufweisen. Integral können dann beide Magnetisierungsrichtungen gemessen werden.

Durch das Ionenätzen wird aber die Mikrostruktur der Oberfläche zerstört. Die Energiezufuhr führt zu einer Relaxation der Oberfläche, sodass die genannten Bedingungen nicht mehr erfüllt sind. Es ist damit denkbar, dass der Spinreorientierungsübergang auch über die „Canting“-Phase erfolgen kann.

Die Form der Kurve in Abbildung 7.14a ist dem Peak ähnlich, der beim Abschalten des Aufdampfprozesses gefunden wird (vgl. Abb. 7.13b). Dies könnte darauf hindeuten, dass die Prozesse, die zu diesem Peak führen, die selben sind. Im Gegensatz zur frisch aufgedampften Probe, kommt es hierbei nicht zu einem Spinreorientierungsübergang in die Senkrechte. Das zeigt, dass die Oberfläche durch den Sputterprozess zerstört ist und die Oberflächenanisotropie verschwunden ist. Außerdem befindet sich die Schicht schon in dem Zustand, an eine Durchmischung der Kobalt- und Goldatome angefangen hat. Durch Diffusion können nur noch geringfügige Anisotropieänderungen bewirkt werden. Der Spinreorientierungsübergang wird jetzt nur über den weiteren Abtrag, d.h. eine Reduzierung des magnetischen Materials, und damit einer Absenkung der Formanisotropie, hervorgerufen.

7.5 Interpretation des Verlaufs der effektiven Anisotropie

Der Verlauf der in Abschnitt 7.3.2 gemessenen Anisotropien kann nicht mehr mit dem bisherigen Modell von Volumen- und Grenzflächenanisotropien (Gleichung 3.5) erklärt werden. Die Modifikationen an diesem Modell werden im folgenden Abschnitt erläutert.

7.5.1 Abnahme der Volumenanisotropie

Für die Abnahme der Volumenanisotropie in Bezug auf die ungestört gewachsenen Filme gibt es verschiedene Erklärungsansätze. Diese Abnahme ist in Abbildung 7.10 an der geringeren Steigung zu erkennen. Durch den Ionenbeschuss wird neben der Oberfläche auch die Kristallordnung im Volumen der Schicht beeinträchtigt, sodass dies zu unterschiedlichen Anisotropien führt. In den Messungen wird eine konstante Steigung innerhalb des Dickenbereichs der beiden Sprünge gefunden, sodass davon ausgegangen werden kann, dass die Veränderung dem Volumenbeitrag zuzuschreiben ist und nicht von der Schichtdicke abhängt.

Neben der magnetokristallinen Anisotropie trägt auch ein magnetoelastischer Beitrag zur effektiven Anisotropie bei. Dieser Beitrag wird durch Verspannungen der Kristallstruktur hervorgerufen, welche durch äußere Kräfte auf den Festkörper als auch durch thermische Ausdehnung verursacht werden können. Auch Gitterfehlanspassungen an der Grenzschicht zwischen Kobalt und Goldsubstrat können zu Stress führen.

Tritt Stress an einer Grenzschicht auf, gibt es zwei energetisch günstige Anordnungen (vgl. [Bla94, Seite 71]). Ist die Schichtdicke auf dem Substrat gering, so ist es günstiger, dass alle Filmatome mit einer veränderten Gitterkonstante aufwachsen (Kohärenter Bereich) [Mer63]. In diesem Dickenbereich ist der Stress unabhängig von der Schichtdicke, wodurch die magnetoelastische Anisotropie einen Beitrag an der Volumenanisotropie hat. Ab einer kritischen Schichtdicke wächst der Film mit seiner bevorzugten eigenen Gitterkonstante auf und es gibt vereinzelte Fehlstellen, die die Unterschiede ausgleichen. In diesem inkohärenten Bereich verändert sich die Spannung mit zunehmendem Volumen und die daraus resultierende Anisotropie ist nicht länger volumenartig, sondern verhält sich wie ein Grenzflächenanisotropie.

Wird der Gitterabstand einer Kobaltschicht in der Ebene gestreckt, wird eine Ma-

gnetisierungsorientierung in dieser Ebene bevorzugt [Chu94]. Durch die bei wenigen Monolagen Co auf Au(111) vorliegende Gitterfehlانpassung von 14 % [Voi91] kann es zu einer zusätzlichen Anisotropie in der Ebene kommen. Durch Relaxation der Gitterabstände wird diese Anisotropie abgebaut, sodass die senkrechte Anisotropie [Kra94] wieder überwiegt.

Der Beschuss mit Ionen kann den kohärenten Stress abbauen, indem einzelne Fehlstellen erzeugt werden und somit eine Stauchung oder Dehnung des gesamten Kristalls zur Anpassung unnötig gemacht werden [Gib72]. Dies kann eine Veränderung der effektiven Anisotropie erklären.

Eine weitere mögliche Ursache für die Verringerung der Volumenanisotropie kann in der Gitterstruktur des Kobalt-Films gesucht werden. Bei Raumtemperatur liegt Kobalt in hexagonal dichtgepackter Struktur (hcp) vor. Durch Erhöhung der Temperatur über 430 °C wird es für das Kobalt energetisch günstiger eine kubisch flächenzentrierte Kristallstruktur (fcc) anzunehmen [Als78]. Diese Umwandlung kann auch durch den Beschuss mit Ionen induziert werden. Chernysh et al. zeigten, dass mit zunehmender Ar⁺-Dosis die Unordnung in einem hcp-Co-Kristall ansteigt, während eine fcc-Struktur bei gleicher Dosis unverändert bleibt [Che81]. Weiterhin zeigen theoretische Berechnungen, dass die Anisotropie eines hcp-Systems etwa zehnmal größer ist als die eines fcc-Systems [Opp95, Wel94]. Die teilweise Umwandlung in fcc-Struktur bzw. das Einbringen von Unordnung kann zu einer Verringerung der Volumenanisotropie führen. Die Differenz von $140 \pm 90 \text{ kJ/m}^3$ der Volumenanisotropien bei den wie-gewachsenen Filmen ($590 \pm 30 \text{ kJ/m}^3$) und der durch Ionenbeschuss modifizierten Filme ($450 \pm 70 \text{ kJ/m}^3$) kann durch den teilweisen Verlust der hcp-Struktur im Kristall hervorgerufen werden.

7.5.2 Verlust der Grenzflächenanisotropien

Um den Verlauf der effektiven Anisotropie aus Abschnitt 7.3.2 zu erklären, wird ein Modell eingeführt. Wie in Abschnitt 3.1.3 dargestellt, setzt sich die effektive Anisotropie aus einem Volumenterm, der im vorangegangenen Abschnitt diskutiert wurde, und einem Term für die Grenzschichten zusammen. Im allgemeinen Ansatz werden die Grenzflächen magnetischer Schichten als identisch angesehen, was sich in dem Faktor 2 in der Formel 3.5 niederschlägt. Die vorliegenden Experimente legen jedoch eine Aufteilung der Beiträge der einzelnen Grenzflächen nahe, wie im Folgenden diskutiert wird. Durch Aufteilung der Anisotropiebeiträge in einen Beitrag der Co-Au-Grenzschicht K_i und einen Beitrag der Oberfläche, also der Grenzfläche zwischen

Kobalt und Vakuum, K_s ergibt sich folgende Gleichung, die aus der in Abschnitt 3.1.3 eingeführten Beziehung 3.5 abgeleitet wird.

$$K_{\text{eff}} = K_v + \frac{2K_{\text{if}}}{d} = K_v + \frac{K_i}{d} + \frac{K_s}{d} \quad (7.2)$$

Nach dem Aufdampfen einer Schicht mit der Schichtdicke d_0 sind sowohl die Grenz- als auch die Oberflächenanisotropie maximal. Mit dem Ionenätzen wird zunächst nur die Oberfläche verändert. Die Ionen mit 500 eV zerstören relativ schnell die Oberfläche, während der Grenzflächenbeitrag im Modell zunächst nicht beeinflusst wird. Dadurch verringert sich die Oberflächenanisotropie schon kurz nach dem Einschalten. Im Modell wird diese Abnahme durch eine Fehlerfunktion mit einer Standardabweichung σ_s erreicht, die die Oberflächenanisotropie ab einer bestimmten Schichtdicke d_s von ihrem Maximalwert auf Null abklingen lässt. Die Oberflächenanisotropie lässt sich als Funktion der Schichtdicke, die beim Ionenätzen wiederum von der Ionendosis abhängt, beschreiben:

$$K_s(d) = K_s \cdot \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{d - d_s}{\sqrt{2} \cdot \sigma_s} \right) \right) \quad (7.3)$$

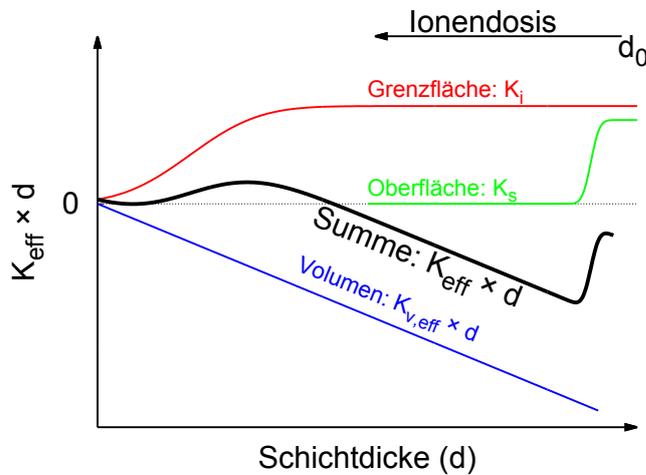


Abbildung 7.16: Phänomenologisches Modell zum Verhalten der effektiven Anisotropie während des Ionenätzens. Kurz nach Beginn des Ätzvorgangs bei der Schichtdicke d_0 verschwindet die Oberflächenanisotropie K_s . Die Grenzflächenanisotropie K_i wird erst nach einer größeren Ionendosis beeinträchtigt und nimmt im Laufe des Abtragprozesses ab.

Die Grenzfläche zwischen den beiden Metallen hingegen verändert sich erst, nachdem eine gewisse Menge Material abgetragen ist, sodass die Ionen bis zu ihr durchdringen.

Dabei kann es unter anderem zu einer Durchmischung von Kobalt und Gold in der Grenzschicht kommen. Dies bewirkt eine Verringerung der Grenzflächenanisotropie. Diese Abnahme beginnt nach einer größeren Ionendosis bzw. bei geringerer Schichtdicke d_i und fällt im Vergleich zum Oberflächenanteil langsamer ab ($\sigma_i > \sigma_s$). Die Durchmischung sorgt dafür, dass weniger Kobalt pro Ionendosis abgetragen wird und es zu einem Abknicken der Abtragsrate kommt, wie er in Abbildung 7.6 zu sehen ist. Da der Knick erst bei geringen Schichtdicken, etwa 2.5 ML, auftritt, kann davon ausgegangen werden, dass die Grenzschicht bis zu diesem Zeitpunkt kaum beschädigt wird. Die Abhängigkeit der Grenzflächenanisotropie von der Schichtdicke ist analog zu Gleichung 7.3

$$K_i(d) = K_i \cdot \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{d - d_i}{\sqrt{2} \cdot \sigma_i} \right) \right) \quad (7.4)$$

Der Volumenanteil der Anisotropie ist in diesem Modell unabhängig von der Schichtdicke. Im Experiment zeigt sich, dass der Wert der Volumenanisotropie durch das Ionenätzen beeinflusst wird und der Wert der Volumenanisotropie der wie-gewachsenen Proben K_v^{ev} nicht genutzt werden kann. Für das Modell wird ein Korrekturterm K_{korrr} angesetzt, der die beiden unterschiedlichen Volumenanisotropien mit der Basisschichtdicke d_B verknüpft und somit den Wert des Oberflächenterms verringert.

$$K_{\text{korrr}} \cdot d = (K_v^{\text{ev}} - K_v) \cdot d_B \quad (7.5)$$

In Abbildung 7.16 ist die effektive Anisotropie, also die Summe der Terme, multipliziert mit der Schichtdicke über der Schichtdicke aufgetragen. Der Nulldurchgang der Kurve, also der Spinreorientierungsübergang ist gegenüber dem Aufdampfen zu geringeren Schichtdicken verschoben. Durch den Verlust der Grenzflächenanisotropie fällt die Kurve nach dem Nulldurchgang stark ab.

Je nach Orientierung der leichten Richtung im ungeätzten Anfangszustand bekommt man im Verlauf des Ätzvorgangs unterschiedliche Orientierungen der Magnetisierung. In Abbildung 7.17 ist die Magnetisierungsorientierung während der Ätzvorgänge mit unterschiedlichen Startbedingungen dargestellt. Startet man mit einem in der Ebene magnetisierten Film (Abb. 7.17: Start A), so bekommt dieser durch den Verlust der Oberflächenanisotropie nach dem Anschalten eine noch größere negative Anisotropie und die Orientierung der Magnetisierung bleibt in die Ebene. Ist der Film hingegen nach dem Aufdampfen senkrecht magnetisiert (Abb. 7.17: Start B), so kann es durch die Absenkung sogar zu einer Spinreorientierung in die Ebene kommen. In beiden

Fällen kann eine zusätzliche Ionendosis den in der Ebene magnetisierten Film wieder über einen SRT zurück in die senkrechte Magnetisierung führen.

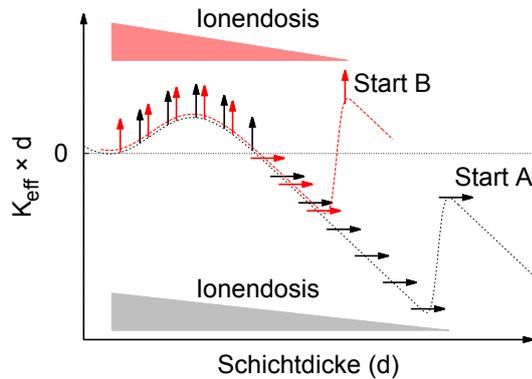


Abbildung 7.17: Orientierung der Magnetisierung während des Ionenätzens für zwei verschiedene Startbedingungen. Fall A (schwarz): Die Probe ist nach dem Aufdampfen in der Ebene magnetisiert. Fall B (rot): Die Probe ist nach dem Aufdampfen senkrecht magnetisiert.

Durch Einsetzen der Beziehungen 7.3, 7.4 und 7.5 in Gleichung 7.2 und Multiplikation mit der Schichtdicke erhält man

$$K_{\text{eff}} \cdot d = K_v \cdot d + \frac{K_s}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{d - d_s}{\sqrt{2} \cdot \sigma_s} \right) \right) + \frac{K_i}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{d - d_i}{\sqrt{2} \cdot \sigma_i} \right) \right) + K_{\text{kor}} \cdot d \quad (7.6)$$

Passt man dieses Modell an die experimentellen Daten an, so können Werte für die Oberflächen- und für die Grenzflächenanisotropie getrennt werden. Es ergibt sich eine Oberflächenanisotropie von $0.27 \pm 0.06 \text{ mJ/m}^2$. Die Grenzfläche zwischen dem Kobalt und dem Goldsubstrat trägt mit $0.36 \pm 0.05 \text{ mJ/m}^2$ zur Energiedichte bei. Die Volumenanisotropie des gesputterten Films beträgt $450 \pm 70 \text{ kJ/m}^3$.

Diese Werte werden sowohl für die 6.5 ML als auch die 10.4 ML Basisschichtdicke Co gefunden. Für eine Basisschichtdicke von 3.1 ML wurde Abschnitt 7.3.2 eine geringere Amplitude des ersten Sprungs gefunden. Durch den Korrekturterm wird dies relativiert, sodass die dort ermittelte Oberflächenanisotropie von $0.30 \pm 0.08 \text{ mJ/m}^2$ mit der der anderen Basisschichtdicken übereinstimmt.

In der Literatur findet man für die Anisotropie eines Co/Au(111)-Systems Werte, in denen beide Grenzflächen zu gleichen Teilen enthalten sind. In der Regel werden sowohl Grenz- als auch Oberflächenanisotropie nur in Kombination gemessen und entsprechende Werte veröffentlicht.

Die Tendenz, dass der Betrag der Oberflächenanisotropie etwas geringer als die Grenzflächenanisotropie ist, deckt sich mit den Beobachtungen zu Bedeckung, die in Abschnitt 7.4 gemacht wurden. Durch die Bedeckung (mit Gold) verschiebt sich der SRT zu größeren Schichtdicken. Insbesondere die Doppelkeilmessungen von H.P. Oepen

[Hop05] zeigen, dass eine Bedeckung mit Gold die Anisotropie im Vergleich zum Vakuumübergang vergrößert. Allgemein werden in Au/Co/Au-Schichten, z.B. [Cha88], etwas höhere Anisotropien gefunden. Die Messungen nach Ausschalten des Ionenbeschusses unterstützen diese Aussage. Die durch Diffusion auf die Oberfläche gelangten Goldatome sowie die durch Adsorption angelagerten Restgasatome vergrößern die Anisotropie, die meist zu einer Tendenz zur senkrechten Magnetisierung führt.

7.5.3 Abschätzung der Eindringtiefe der Ar^+ -Ionen

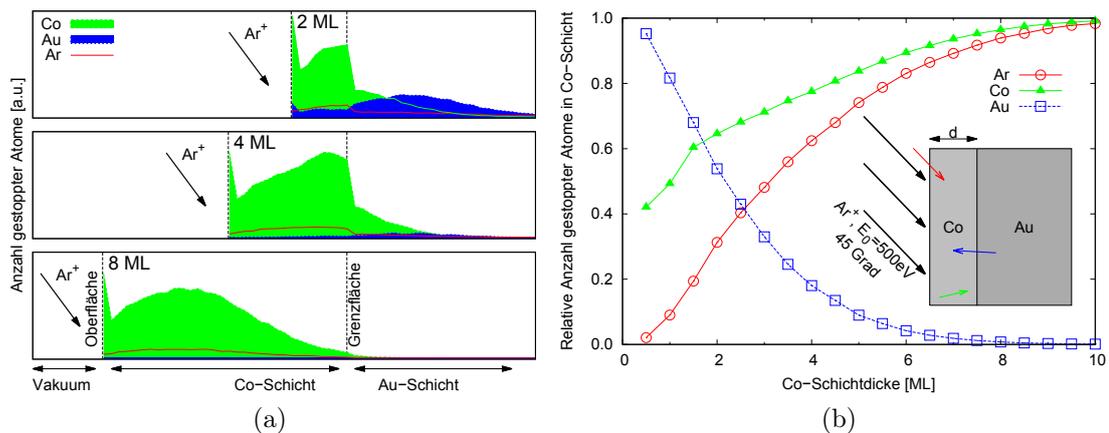


Abbildung 7.18: TRIM Simulation der Durchmischung einer Kobaltschicht mit dem Goldsubstrat. (a) Anzahl der gestoppten Atome über den Tiefenverlauf der Probe für verschiedene Schichtdicken. (b) Über der Kobaltschichtdicke aufgetragenes Verhältnis der Anzahl der Atome, die in der Kobaltschicht gestoppt wurden, und den insgesamt bewegten Atomen dieser Sorte.

In dem mit Gleichung 7.6 beschriebenen Modell zum Verhalten der Anisotropie beim Ionenätzen wird angenommen, dass die Argonionen erst nach dem Entfernen einer bestimmten Kobaltmenge bis zur Grenzfläche vordringen können. Die Durchmischung der Grenzfläche startet erst dann, wenn eine bestimmte Schichtdicke unterschritten wird und nimmt dann mit weiterem Ionenbeschuss und entsprechendem Abtrag weiter zu.

Um diese Annahmen zu überprüfen, wird durch Simulation des Ionenbeschusses einer Kobaltschicht auf einem Goldsubstrat die Eindringtiefe der Ar^+ -Ionen abgeschätzt. Zusätzlich wird aus der Simulation die Information, wie stark die Kobalt-Gold-Grenzschicht durchmischung wird, gewonnen.

Das simulierte System besteht aus einer Kobaltschicht mit der Schichtdicke d_{Co} , die

auf einer Goldschicht der Dicke d_{Au} liegt. Die Gesamtdicke des Systems beträgt konstant $d_{\text{Co}} + d_{\text{Au}} = 25$ ML und reicht aus, um keine Argonionen durchdringen zu lassen. Das Schichtsystem ist in Abbildung 7.18b als Schema dargestellt. Die Wechselwirkung der Ionen mit dem Substrat wird in einer Monte-Carlo-Simulation berechnet. Mit Hilfe des Simulationsprogrammes TRIM [Zie84] werden 10000 Ar^+ -Ionen mit einer Primärenergie von 500 eV unter einem Winkel von 45° auf die Kobaltschicht geschossen und ihre Reichweite bestimmt. Der Einfallswinkel in der Simulation stimmt mit dem im Experiment überein.

Es müssen verschiedene Fälle berücksichtigt werden. Die Argonionen können entweder von der Oberfläche reflektiert werden oder in das Substrat eindringen. Es findet keine Transmission statt, da die Gesamtschichtdicke ausreicht um alle Ionen zu stoppen. Als erstes Ergebnis erhält man eine Eindringtiefenverteilung der gestoppten Ionen.

Durch das Abstoppen haben die Argonionen ihre Energie an das Substrat abgegeben. Durch Stoßkaskaden werden die Substratome ebenfalls beschleunigt. Einige Atome, die direkt unter der Oberfläche liegen, können aus dem Festkörper ausgeschlagen werden und verlassen diesen. Andere werden innerhalb des Substrats wieder gestoppt. Die Simulation liefert die Anzahl und Reichweite dieser versetzten Atome für verschiedene Positionen im Substrat. Abbildung 7.18a zeigt die Tiefenverteilung der gestoppten Atome in den jeweiligen Schichten. Exemplarisch sind drei unterschiedliche Kobaltschichtdicken auf einem Goldsubstrat dargestellt.

Ist die Reichweite der Kobaltatome kleiner als die Kobaltschichtdicke, so werden sie innerhalb dieser Schicht gestoppt und es gibt keine Durchmischung (Abb. 7.18a: 8 ML). Die Verteilung zeigt ausschließlich Atome, die sich innerhalb der Kobaltschicht bewegt haben und dort auch gestoppt wurden. In der schematische Darstellung der Probe, Abbildung 7.18b, werden verschobene Atome durch Pfeile symbolisieren. Der grüne Pfeil steht für Co-Atome, die nach dem Stoß noch innerhalb der Kobaltschicht wieder gestoppt werden. Wird die Reichweite durch höhere Primärenergien größer oder die Schichtdicke kleiner (vgl. Abb. 7.18a 4 bzw. 2 ML) kommt es zur Durchmischung. Auch die Goldatome können durch Stöße in die Kobaltschicht diffundieren (blauer Pfeil).

Zur Auswertung wurde jeweils die Anzahl der bewegten Kobaltatome, die in der Kobaltschicht bleiben, und die Zahl der Kobaltatome, die in die Goldschicht wandern ermittelt. Genauso wurde jeweils die Zahl der Argonionen und Goldatome, die in der Kobalt- bzw. Goldschicht gestoppt wurden, aufgeteilt.

Die Simulation zeigt für die Eindringtiefe der Argonionen in das System in einem Energiebereich unter 500 eV nur eine geringe Energieabhängigkeit. Die Eindringtiefe ist etwa 5 ML groß. Dieses bestätigt die in Abschnitt 7.3.3 experimentell gefundenen Resultate, das die Ionendosis, die benötigt wird um den Film soweit abzutragen, dass ein SRT stattfindet, unabhängig von der Energie ist.

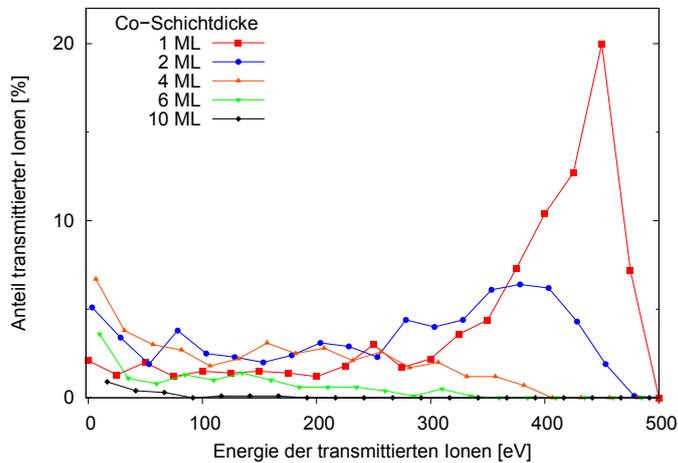


Abbildung 7.19: TRIM Simulation der Verteilung der kinetischen Energie von Ar^+ -Ionen, die verschiedene dicke Kobaltschichten durchdringen und in das Goldsubstrat eintreten. Die Ionen haben eine Primärenergie von 500 eV.

Durch Variation von d_{Co} zwischen 0 und 25 ML, kann die Schichtdicke ermittelt werden, bis zu der es Durchmischung der beiden Schichten und damit einer Zerstörung der Grenzflächenanisotropie zwischen Kobalt und Gold gibt. Für dicke Schichten über 10 ML ist die Durchmischung Null und es werden keine Kobaltatome in die Nähe der Grenzschicht deponiert.

Der jeweilige Anteil der Kobaltatome, die nach Stößen in der Kobaltschicht stoppen zur Anzahl aller bewegten Kobaltatome ist in Abbildung 7.18b gegen die Kobaltschichtdicke aufgetragen. Analog sind die Anteile der Gold- bzw. Argonatome, die in der Kobaltschicht gestoppt werden, dargestellt. Die relative Zahl der Goldatome sinkt mit steigender Schichtdicke ab. Ab einer Schichtdicke von etwa 8 ML werden so gut wie keine Goldatome in der Kobaltschicht deponiert. Gleichzeitig bleiben über 95 % der Kobaltatome in ihrer Schicht.

Die Energie der Ionen, die die Kobaltschicht durchdringen und in das Goldsubstrat eindringen, verringert sich mit zunehmender Kobaltschichtdicke. In Abbildung 7.19 ist die Verteilung der Energie der ins Goldsubstrat eintretenden Ionen für verschiedene Kobaltschichtdicken dargestellt.

Die durch die Simulation ermittelten Werte gelten allerdings eigentlich nur für amorphe Materialien. Für Substrate mit Kristallstruktur muß berücksichtigt werden, dass die Sputterausbeute und damit die Eindringtiefe von der Richtung relativ zu den

Kristallachsen abhängt³. Für die im Experiment genutzten Einkristalle liefert die Simulation für die Eindringtiefe oder die Durchmischung eine qualitative Übereinstimmung. Die ermittelten Werte sind eine untere Grenze in der richtigen Größenordnung. Eine geometrische Abschätzung zeigt, dass dieser Gitterführungseffekt unter 45° Einfallswinkel in einem hcp-Kobalt-Kristall minimal ist. Die mit TRIM ermittelten Werte der Eindringtiefe können in der verwendeten Geometrie für den Einkristall übernommen werden.

Die Simulation zeigt mit einer deutlichen Zunahme der Durchmischung unter 5 ML genau das Verhalten, welches als Annahme in das Modell zur Beschreibung der Anisotropie beim Ionenätzen eingeht. Die Eindringtiefe der Argonionen ist nur so groß, dass sie nicht schon von Beginn an eine typische Kobaltschicht vollständig durchdringen. Sie dringen erst bei abnehmender Schichtdicke in die Goldschicht ein und zerstören durch Verschiebung von Atomen die Grenzfläche zwischen Kobalt und Gold. Die Oberfläche hingegen wird in der Simulation und im Experiment sofort zerstört, da die obersten Atome entfernt werden. Die Simulation zeigt also, dass das Modell, welches die experimentellen Ergebnisse gut beschreibt, plausibel ist.

7.6 Vergleich der Ergebnisse mit anderen Experimenten

In der Literaturübersicht in Kapitel 2 wurde schon auf Systeme eingegangen, die unter Ionenbeschuss ihre Magnetisierungsorientierung ändern. Hierbei sind die Arbeiten der Gruppe um Chappert [Cha98] hervorzuheben, die durch Ionenbestrahlung verschiedene Muster mit in der Ebene liegender Magnetisierung in einen senkrechten magnetisierten Film strukturierten.

In unserer Gruppe werden Co/Pt-Filme untersucht, die eine senkrechte magnetische Anisotropie aufweisen. Diese geht verloren, wenn die Filme mit 500 eV Ar⁺-Ionen beschossen werden. Abhängig davon, ob eine Einfach- oder Mehrfachlage untersucht wird, werden unterschiedliche Ionendosen benötigt, bis der Spinreorientierungsübergang von senkrecht in die Ebene einsetzt.

Bei den meisten Arbeiten, die sich mit der Magnetisierungsorientierung bei Ionenbeschuss beschäftigen, werden Spinreorientierungsübergänge senkrechter Filme untersucht, die nach der Bestrahlung in der Ebene magnetisiert sind. Im Gegensatz

³sogenannte „Channeling“-Effekte

dazu konnten Jaworowicz et al. Pt/Co/Pt-Proben herstellen, die nach Ga^+ -Beschuss überraschend eine senkrechte Anisotropie aufwiesen [Jaw09]. Sie stellten Pt/Co/Pt-Schichtsysteme her, die durch die 2.6 nm dicke Kobaltschicht in der Ebene magnetisiert sind. Mit Hilfe von fokussierten Ionenstrahlen (FIB) wurde die Probe mit Ga^+ -Ionen mit einer Energie von 30 keV beschossen.

Abhängig von der Ionendosis konnte anschließend verschiedene Magnetisierungsrichtungen festgestellt werden. Geringste Dosen von $0.2 \cdot 10^{14}$ Ionen/ cm^2 beeinflussten die Magnetisierungsrichtung nicht. Mit ansteigender Ionendosis kann mit der polaren MOKE-Messung eine rechteckige Hysterese gemessen werden, die eine senkrechte Magnetisierung anzeigt. Schließlich wird bei einer hohen Ionendosis von $3 \cdot 10^{14}$ Ionen/ cm^2 wieder ein Hysterese gefunden, wie sie durch eine Magnetisierung in der Ebene hervorgerufen wird.

Jaworowicz et al. diskutieren, dass der zweite Übergang bei hohen Dosen durch eine vollständige Durchmischung und damit den Verlust jeglicher Grenzflächenanisotropien zustande kommt. Der erste Übergang aus der Ebene in die Senkrechte wird durch die Bildung von Strukturen aus einer Co/Pt₃-Legierung erklärt, die durch die leichte Durchmischung und geringe Energiezufuhr durch die Ionen entstehen. Diese haben eine höhere magnetokristalline und Grenzflächenanisotropie [Vie02] und tragen damit zur senkrechten Magnetisierungsrichtung bei.

Dieses Ergebnis zeigt, dass es prinzipiell möglich ist, durch Ionenbeschuss senkrechte magnetische Anisotropie zu erzeugen. Es liegt nahe, das in den vorangegangenen Kapiteln dieser Arbeit gefundene Verhalten damit zu vergleichen. In dem vorliegenden Modell (vgl. Abschnitt 7.5.2) gehe ich davon aus, dass die vorhandene senkrechte magnetische Anisotropie nur zu Teilen zerstört wird, sodass sie bei dünnerer Schichtdicke wieder zum Tragen kommt. Da bei niedrigen Energien ein lagenweises Ätzen stattfindet, kann ein solches Verhalten erklärt werden. Im Gegensatz dazu werden bei den Experimenten mit fokussierten Ionenstrahlen höhere Energien von einigen 10 keV eingesetzt, die den Film innerhalb der gesamten Schichtdicke gleichzeitig beeinflussen. Dadurch kann die Argumentation, dass die Grenzfläche nicht zerstört wird nicht angewendet werden und der Mechanismus, der zum Spinreorientierungsübergang führt, muß ein anderer sein (vgl. [Vie02, Jaw09]).

Ähnliche Ergebnisse wurden auch von Mougin et al. gefunden. Sie untersuchten Fe/Pt-Filme, die ebenfalls mit höherenergetischen He^+ -Ionen beschossen wurden. Bei geringen Ionendosen konnte auch hier eine senkrechte Anisotropie erzeugt werden [Mou10].

Neueste Arbeiten bestätigen die Möglichkeit, daß Ionenätzen ohne Schädigung der Oberfläche durchgeführt werden kann. McMorran et al. zeigen in ihren Arbeiten den Unterschied zwischen 1 keV Ar⁺-Ionen und Ionen mit sehr geringer Energie im Bezug auf die magnetische Anisotropie. Das mit einer Primärenergie von 50 eV durchgeführte Ionenätzen zeigt nahezu keinen Einfluss auf die Oberflächenbeschaffenheit beim Abtragen [McM10]. Das bedeutet, dass die senkrechte Anisotropie der präparierten Co/Pd-Filme beim Abtragen erhalten bleibt.

8 Fazit und Ausblick

Diese Arbeit behandelt das Verhalten der magnetischen Anisotropie von Kobaltschichten und -strukturen. Das erste große Ziel war es, ein Verfahren zu entwickeln, mit dem es möglich ist, Nanostrukturen auf Einkristallen herzustellen. Das zweite Ziel war es, die Auswirkungen des Abtragens eines Kobaltfilms auf die magnetische Anisotropie zu ermitteln.

Im ersten Teil wurde die Maskentechnik beschrieben, mit deren Hilfe verschiedene Nanostrukturen hergestellt und die Wechselwirkung zwischen diesen Nanostrukturen in Abhängigkeit von Form, Abmessungen oder Abstand gemessen werden sollen. Um dabei möglichst viele Parameter kontrollieren zu können, werden epitaktische Strukturen im Ultrahochvakuum genutzt.

Zur Herstellung der Nanostrukturen werden mit fokussierten Ionenstrahlen Masken aus Siliziumnitridmembranen ausgeschnitten und auf das Substrat aufgelegt. Da die Masken erst im Ultrahochvakuum auf das Substrat gesetzt werden, kann dieses vorher so präpariert werden, dass beim Aufdampfen ein epitaktisches Wachstum möglich ist. Dadurch wird eine perfekte Kristallstruktur erzielt, die wiederum großen senkrechten Anisotropien führt.

Die Experimente zeigen, dass mit der vorgestellten Methode Nanostrukturen hergestellt werden können. Strukturen, die mit der selben Maske hergestellt wurden, haben reproduzierbare Abmessungen und sind damit zur weiteren systematischen Untersuchung nutzbar.

Der magnetooptische Kerreffekt gestattet die Untersuchung der magnetischen Eigenschaften dieser Nanostrukturen. Dazu wurde ein Messaufbau entwickelt, welcher es erlaubt in-situ große Felder von mehr als 200 mT zur Sättigung der Proben sowohl in polarer als auch in longitudinaler Kerr-Geometrie anzulegen. Die Positionierung der kompletten Messkammer zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten ermöglicht die Realisierung - im Vergleich zu anderen in-situ MOKE-Experimenten - hoher Magnetfelder. Allerdings muss dafür der Polschuhabstand groß gewählt werden. Dadurch reicht die Feldstärke nicht immer zur Sättigung der Kobaltfilme aus.

Um bei kleinen Strukturfeldern ein möglichst hohes Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten, wird der Laserstrahl auf die Probe fokussiert. Wegen des oben genannten Konzepts mit einem ex-situ Magneten und der sich darin befindenden Kammer vergrößern sich so die Abstände zwischen Laser und Probe. Dies schränkt den minimal erreichbaren Strahldurchmesser stark ein.

Wie Kapitel 6 diskutiert, ist insbesondere das Auffinden von Strukturen mit nur wenigen Nanometern Schichtdicke auf dem Substrat kaum möglich. Mangels bildgebender Verfahren ist es schwierig, den Laserspot auf den Strukturen exakt zu plazieren. Zur Lösung dieses Problems, wurden verschiedene Suchalgorithmen entwickelt und in das Messsystem implementiert.

Vor allem der Zeitraum, der zur Suche und Justage benötigt wird, ist sehr lang und erlaubt daher die Untersuchung der Anisotropie ultradünner Nanostrukturen nur bedingt, da in diesem Zeitraum Substratatome in die Struktur diffundieren. Die Anisotropien verändern sich dadurch so, dass es kaum möglich ist, das tatsächlich aufgedampfte, epitaktische System zu untersuchen.

Um die im ersten Teil der Arbeit vorgestellten Maskentechnik besser nutzen zu können, sollte bei einer zukünftigen Realisierung mehrere Punkte verbessert werden. So ist die Positionierung der Probe und insbesondere der Strukturfelder im Laserstrahl ein entscheidender Faktor. Der Verzicht auf einen Transfer zwischen Aufdampf- und Messposition könnte dies verbessern. Dadurch wäre die Position bekannt und könnte ohne Aufwand angefahren werden. Alternativ sollte die Probe mittels eines bildgebenden Verfahrens abgebildet werden, sodass der Laserspot exakt auf den Strukturen positioniert werden kann.

Desweiteren sollte der Abstand zwischen Laser und Probe deutlich geringer gewählt werden, um den durch die gaußsche Strahlenoptik limitierten minimalen Strahldurchmesser zu reduzieren. Nur so kann bei einem angemessenen Aufwand zur Herstellung der Maske ein Signal-Rausch-Verhältnis erreicht werden, welches es erlaubt auch feine Unterschiede der Strukturgeometrien zu erfassen.

Mit diesen Verbesserungen bietet die vorgestellte Maskentechnik eine flexible Möglichkeit, im Ultrahochvakuum Nanostrukturen herzustellen. Diese können sofort nach dem Aufdampfen untersucht werden, da keine Nachbearbeitung der Probe, wie zum Beispiel das Entfernen von Lack, mehr notwendig ist. Dabei können beliebige Substrate eingesetzt werden, sodass epitaktisches Strukturwachstum möglich ist.

Der zweite Teil der Arbeit knüpft an die Fragestellung an, dass die Strukturen zwar

epitaktisch gewachsen werden, durch Diffusionsprozesse bei der eigentlichen Messung nicht mehr im ursprünglichen Zustand befinden. Hierbei liegt der Fokus auf der Untersuchung der magnetischen Anisotropie von Kobaltfilmen. Die Oberfläche der Co/Au(111)-Filme wird zum Einen durch Ionenbeschuss mit Ar^+ und zum Anderen durch thermische Diffusion so verändert, dass die magnetischen Eigenschaften von den ursprünglichen abweichen. In dieser Arbeit wird speziell die Orientierung der leichten Magnetisierungsrichtung beim Abtragen des Films durch Ionenätzen diskutiert.

Experimente zeigen, dass es möglich ist die Schicht so abzutragen, dass ein Spinreorientierungsübergang aus der Ebene zu einer senkrechten Anisotropie auftritt. Im Gegensatz zu dem Spinreorientierungsübergang, der beim Aufdampfen von Co/Au(111) bei einer Schichtdicke von etwa 4.4 ML gefunden wird, liegt der Übergang beim Abtragen bei wesentlich geringeren Schichtdicken von etwa 2 ML. Dies wird durch den Verlust der Oberflächenanisotropie durch den Ionenbeschuss erklärt. Es kommt zu einer Änderung des Verhältnis von Volumen- zu Grenzflächenanisotropien, was wiederum zu einer anderen kritischen Schichtdicke führt.

Allerdings kann auch gezeigt werden, dass die zweite Grenzfläche zwischen Kobalt und dem Goldsubstrat zunächst nicht zerstört wird und weiterhin einen Beitrag zur senkrechten Anisotropie liefert. Sie wird erst bei weiterem Ionenbeschuss zerstört, sodass die Anisotropie letztendlich auf Null absinkt. Diese Ergebnisse erlauben, die beiden Grenzflächenanisotropien unabhängig voneinander zu bestimmen. Im Gegensatz zu vielen Untersuchungen in der Literatur, kann sowohl ein Wert für die Oberfläche als auch für die Kobalt-Gold-Grenzschicht angegeben werden. Die Werte betragen für die Oberfläche $0.27 \pm 0.06 \text{ mJ/m}^2$ sowie für die Kobalt-Gold-Grenzschicht $0.36 \pm 0.05 \text{ mJ/m}^2$.

Zur Optimierung der Methode könnte in zukünftigen Experimenten die Primärenergie der Ar^+ -Ionen abgesenkt werden, sodass die Oberfläche noch weniger geschädigt und das Volumen des Films weniger durchmischt wird. Um die Einflüsse des Ionenätzens auf die magnetische Anisotropie weiter zu untersuchen, könnte in weiteren Experimenten die Oberflächenbeschaffenheit sowie die Kristallstruktur während des Abtragens analysiert werden. Die in Abschnitt 7.5.1 diskutierte, durch Ionenbeschuss induzierte Relaxation der Verspannung könnte unter anderem mittels niederenergetischer Elektronenbeugung an der Oberfläche (LEED) gemessen werden.

Das in Abschnitt 7.5 eingeführte Modell sollte durch weitere Untersuchungen unterstützt werden. Um zu zeigen, dass die Grenzfläche zwischen Kobalt und Gold,

wie angenommen, zu Beginn des Ionenätzens nicht zerstört wird, können die zerstäubten Sekundärionen analysiert werden¹. Mit Hilfe Augerspektroskopie könnte die Zusammensetzung der Kobaltschicht analysiert werden und somit auf den Grad der Durchmischung geschlossen werden. Beides war im vorhandenen Aufbau nicht möglich.

Ionenbeschuss dient häufig der gezielten Modifikation der Anisotropie von magnetischen Filmen. Die Literatur liefert Beispiele, bei denen durch Ionen in der Ebene magnetisierte Strukturen in Filmen mit senkrechter Magnetisierungsrichtung hergestellt werden, indem der Film durch eine Schattenmaske abgedeckt wird (vgl. z.B. [Cha98]). Die vorliegende Arbeit zeigt, dass bei Nutzung von Ionen mit geringerer Energie auch Modifikationen mit senkrechter Anisotropie möglich sind. Dies bietet die Grundlage für die zukünftige Erzeugung senkrecht magnetisierter Strukturen.

¹z.B. mit SIMS, Secondary Ion Mass Spectroscopy

Literaturverzeichnis

- [Aig98] T. Aign, P. Meyer, S. Lemerle, J. Jamet, J. Ferré, V. Mathet, C. Chappert, J. Gierak, C. Vieu, F. Rousseaux, H. Launois and H. Bernas. *Magnetization reversal in arrays of perpendicularly magnetized ultrathin dots coupled by dipolar interaction*. Phys. Rev. Lett. **81**, 5656 (1998). .
- [All90] R. Allenspach, M. Stampanoni and A. Bischof. *Magnetic domains in thin epitaxial Co/Au(111) films*. Phys. Rev. Lett. **65**, 3344 (1990). .
- [All92] R. Allenspach and A. Bischof. *Magnetization direction switching in Fe/Cu(100) epitaxial films: Temperature and thickness dependence*. Phys. Rev. Lett. **69**, 3385 (1992). .
- [Als78] R. Alsensz, B. W. Lee, A. Ignatiev and M. A. V. Hove. *The state of the surface of martensitically transforming cobalt single crystals*. Sol. Stat. Comm. **25**, 641 (1978). .
- [And99] S. Anders, H. A. Padmore, R. M. Duarte, T. Renner, T. Stammer, A. Scholl, M. R. Scheinfein, J. Stöhr, L. Séve and B. Sinkovic. *Photoemission electron microscope for the study of magnetic materials*. Rev. Sci. Instr. **70**, 3973 (1999). .
- [Arn99] C. S. Arnold, D. P. Pappas and A. P. Popov. *Second- and First-Order Phase Transitions in the Magnetic Reorientation of Ultrathin Fe on Gd*. Phys. Rev. Lett. **83**, 3305 (1999). .
- [Bai88] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas. *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices*. Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988). .

- [Bau02] E. Bauer, T. Duden and R. Zdyb. *Spin-polarized low energy electron microscopy of ferromagnetic thin films*. J. Phys. D: Appl. Phys. **35**, 2327 (2002). .
- [Bea59] C. P. Bean and J. D. Livingston. *Superparamagnetism*. J. Appl. Phys. **30**, S120 (1959). .
- [Beh81] R. Behrisch, H. H. Andersen, H. Bay, M. T. Robinson, H. Roosendaal and R. Sigmund. *Sputtering by Particle Bombardment I: Physical Sputtering of Single-Element Solids*. Springer (1981). .
- [Ber94] A. Berger, S. Knappmann and H. P. Oepen. *Magneto-optical Kerr effect study of ac susceptibilities in ultrathin cobalt films*. J. Appl. Phys. **75**, 5598 (1994). .
- [Ber04] L. Bergmann, C. Schaefer and H. Niedrig. *Lehrbuch der Experimentalphysik: Optik. Wellen- und Teilchenoptik*, volume 3. Gruyter (2004). .
- [Bin89] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn. *Enhanced magneto-resistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*. Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989). .
- [Bla94] J. Bland and B. Heinrich. *Ultrathin magnetic structures I*. Springer (1994). .
- [Bro88] F. Broeder, D. Kuiper, A. van de Mosselaer and W. Hoving. *Perpendicular magnetic anisotropy of Co-Au multilayers induced by interface sharpening*. Phys. Rev. Lett. **60**, 2769 (1988). .
- [Bru88a] P. Bruno. *Dipolar magnetic surface anisotropy in ferromagnetic thin films with interfacial roughness*. J. Appl. Phys. **64**, 3153 (1988). .
- [Bru88b] P. Bruno. *Magnetic surface anisotropy of cobalt and surface roughness effects within Neel's model*. J. Phys. F **18**, 1291 (1988). .
- [Bru00] J. Brugger, J. Berenschot, S. Kuiper, W. Nijdam, B. Otter and M. Elwenspoek. *Resistless patterning of sub-micron structures by evaporation through nanostencils*. Microelectronic Engineering **53**, 403 (2000). .

- [Bry04] M. Bryan, D. Atkinson and R. Cowburn. *Experimental study of the influence of edge roughness on magnetization switching in Permalloy nanostructures*. Appl. Phys. Lett. **85**, 3510 (2004). .
- [Bur51] W. Burton, N. Cabrera and F. Frank. *The growth of crystals and the equilibrium structure of their surfaces*. Phil. Trans. Roy. Soc. A **243**, 299 (1951). .
- [Cab82] J. Cable. *Magnetic moment distribution in Co-V alloys*. J. Appl. Phys. **53**, 2456 (1982). .
- [Car81] G. Carter and D. Armour. *The interaction of low energy ion beams with surfaces*. Thin Film Solids **80**, 13 (1981). .
- [Car85] P. F. Carcia, A. D. Meinhaldt and A. Suna. *Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co thin film layered structures*. Appl. Phys. Lett. **47**, 178 (1985). .
- [Car88] P. F. Carcia. *Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co and Pt/Co thin-film layered structures*. J. Appl. Phys. **63**, 5066 (1988). .
- [Cas59] H. Casimir, J. Smit, U. Enz, J. Fast, H. Wijn, E. Gorter, A. Duyvesteyn, J. Fast and J. de Jong. *Rapport sur quelques recherches dans le domaine du magnétisme aux laboratoires Philips*. J. Phys. Rad. **20**, 360 (1959). .
- [Cas02] P. Castrucci, R. Gunnella, R. Bernardini, P. Falcioni and M. De Crescenzi. *Magnetic force microscopy study of perpendicular magnetization reorientation for Fe grown on Cu/Si(111)*. Phys. Rev. B **65**, 235435 (2002). .
- [Cha88] C. Chappert and P. Bruno. *Magnetic anisotropy in metallic ultrathin films and related experiments on cobalt films*. J. Appl. Phys. **64**, 5736 (1988). .
- [Cha98] C. Chappert, H. Bernas, J. Ferré, V. Kottler, J. Jamet, Y. Chen, E. Cambril, T. Devolder, F. Rousseaux, V. Mathet and H. Launois. *Planar patterned magnetic media obtained by ion irradiation*. Science **280**, 1919 (1998). .
- [Che81] V. Chernysh, A. Johansen and L. Sarholt-Kristensen. *Sputtering yield measurements on single crystal cobaltstar*. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **191**, 253 (1981). .

- [Che02] J. Y. Cheng, C. A. Ross, E. L. Thomas, H. I. Smith, and G. J. Vancso. *Fabrication of nanostructures with long-range order using block copolymer lithography*. Appl. Phys. Lett. **81**, 3657 (2002). .
- [Cho95] S. Chou, P. Krauss and P. Renstrom. *Imprint of sub-25 nm vias and trenches in polymers*. Appl. Phys. Lett. **67**, 3114 (1995). .
- [Chu94] D. S. Chuang, C. A. Ballentine and R. C. O’Handley. *Surface and step magnetic anisotropy*. Phys. Rev. B **49**, 15084 (1994). .
- [Cow98] R. Cowburn, D. Koltsov, A. Adeyeye and M. Welland. *Probing submicron nanomagnets by magneto-optics*. Appl. Phys. Lett. **73**, 3947 (1998). .
- [Cow00] R. Cowburn. *Property variation with shape in magnetic nanoelements*. J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, R1 (2000). .
- [Daa90] G. H. O. Daalderop, P. J. Kelly and M. F. H. Schuurmans. *First-principles calculation of the magnetocrystalline anisotropy energy of iron, cobalt, and nickel*. Phys. Rev. B **41**, 11919 (1990). .
- [Des99] M. Deshmukh, D. C. Ralph, M. Thomas and J. Silcox. *Nanofabrication using a stencil mask*. Appl. Phys. Lett. **75**, 1631 (1999). .
- [Dra88] H. J. G. Draaisma, F. J. A. den Broeder and W. J. M. de Jonge. *Perpendicular anisotropy in Pd/Co multilayers*. J. Appl. Phys. **63**, 3479 (1988). .
- [Dre99] M. Dreyer, M. Kleiber, A. Wadas and R. Wiesendanger. *Composition-driven change of the magnetic anisotropy of ultrathin Co/Au(111) films studied by means of magnetic-force microscopy in ultrahigh vacuum*. Phys. Rev. B **59**, 4273 (1999). .
- [Ege90] S. Egelkamp and L. Reimer. *Imaging of magnetic domains by the Kerr effect using a scanning optical microscope*. Meas. Sci. Technol. **1**, 79 (1990). .
- [Fah03] W. Fahrner. *Nanotechnologie und Nanoprozesse*. Springer (2003).
- [Fas04] J. Fassbender, D. Ravelosona and Y. Samson. *Tailoring magnetism by light-ion irradiation*. J. Phys. D: Appl. Phys. **37**, R179 (2004). .

- [Fas08] J. Fassbender and J. McCord. *Magnetic patterning by means of ion irradiation and implantation*. J. Magn. Magn. Mat. **320**, 579 (2008). .
- [Fro07] A. Froemsdorf, A. Kornowski, S. Pütter, H. Stillrich and L. Lee. *Highly Ordered Nanostructured Surfaces Obtained with Silica-Filled Diblock-Copolymer Micelles as Templates*. Small **3**, 880 (2007). .
- [Fru03] O. Fruchart, G. Renaud, A. Barbier, M. Noblet, O. Ulrich, J.-P. Deville, F. Scheurer, J. Mane-Mane, V. Repain, G. Baudot and S. Rousset. *X-ray super-cell crystallography of self-organized Co/Au(111) deposits*. Euro. Phys. Lett. **63**, 275 (2003). .
- [Gib72] J. F. Gibbons. *Ion implantation in semiconductors-Part II: Damage production and annealing*. Proc. IEEE **60**, 1062 (1972). .
- [Goy01] C. Goyhenex and H. Bulou. *Theoretical insight in the energetics of Co adsorption on a reconstructed Au(111) substrate*. Phys. Rev. B **63**, 235404 (2001). .
- [Har85] U. Harten, A. M. Lahee, J. P. Toennies and C. Wöll. *Observation of a Soliton Reconstruction of Au(111) by High-Resolution Helium-Atom Diffraction*. Phys. Rev. Lett. **54**, 2619 (1985). .
- [Hec05] E. Hecht. *Optik*. Oldenbourg (2005).
- [Him98] F. J. Himpsel, J. E. Ortega, G. J. Mankey and R. F. Willis. *Magnetic nanostructures*. Advances in Physics **47**, 511 (1998). .
- [Hop05] H. Hopster and H. P. Oepen. *Magnetic microscopy of nanostructures*. Springer (2005). .
- [IBM56] http://www-03.ibm.com/ibm/history/exhibits/storage/storage_PH0305.html (1956).
- [Jaw09] J. Jaworowicz, A. Maziewski, P. Mazalski, M. Kisielewski, I. Sveklo, M. Tekielak, V. Zablotskii, J. Ferré, N. Vernier, A. Mougín, A. Henschke and J. Fassbender. *Spin reorientation transitions in Pt/Co/Pt films under low dose Ga⁺ ion irradiation*. Appl. Phys. Lett. **95**, 022502 (2009). .

- [Jon86] B. T. Jonker, K. H. Walker, E. Kisker, G. A. Prinz and C. Carbone. *Spin-polarized photoemission study of epitaxial Fe(001) films on Ag(001)*. Phys. Rev. Lett. **57**, 142 (1986). .
- [Ker77] J. Kerr. *On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet*. Phil. Mag. **3**, 321 (1877).
- [Ker78] J. Kerr. *On reflection of polarized light from the equatorial surface of a magnet*. Phil. Mag. **5**, 162 (1878).
- [Ker91] K. Kern, H. Niehus, A. Schatz, P. Zeppenfeld, J. Goerge and . G. Comsa. *Long-range spatial self-organization in the adsorbate-induced restructuring of surfaces: Cu100-(2x1)O*. Phys. Rev. Lett. **67**, 855 (1991). .
- [Kis03] M. Kisielewski, A. Maziewski, M. Tekielak, J. Ferré, S. Lemerle, V. Mathet and C. Chappert. *Magnetic anisotropy and magnetization reversal processes in Pt/Co/Pt films*. J. Magn. Magn. Mat. **260**, 231 (2003). .
- [Kne62] E. Kneller. *Ferromagnetismus*. Springer (1962).
- [Kog66] H. Kogelnik and T. Li. *Laser Beams and Resonators*. Applied Optics **5**, 1550 (1966). .
- [Kra94] P. Krams, B. Hillebrands, G. Güntherodt and H. Oepen. *Magnetic anisotropies of ultrathin Co films on Cu(1 1 13) substrates*. Phys. Rev. B **49**, 3633 (1994). .
- [Kö99] J. Köhler, M. Albrecht, C. Musil and E. Bucher. *Direct growth of nanostructures by deposition through an Si₃N₄ shadow mask*. Physica E **4**, 196 (1999). .
- [Lan85] L. Landau and E. Lifschitz. *Elektrodynamik der Kontinua*. Akademie-Verlag, Berlin (1985).
- [Led94] M. Lederman, D. R. Fredkin, R. O'Barr, S. Schultz and M. Ozaki. *Measurement of thermal switching of the magnetization of single domain particles (invited)*. J. Appl. Phys. **75**, 6217 (1994). .

- [Lee02] J.-W. Lee, J.-R. Jeong, S.-C. Shin, J. Kim and S.-K. Kim. *Spin-reorientation transitions in ultrathin Co films on Pt(111) and Pd(111) single-crystal substrates*. Phys. Rev. B **66**, 172409 (2002). .
- [Lie70] L. Liebermann, J. Clinton, D. M. Edwards and J. Mathon. *Dead Layers in Ferromagnetic Transition Metals*. Phys. Rev. Lett. **25**, 232 (1970). .
- [Lug93] G. Lugert, W. Robl, L. Pfau, M. Brockmann and G. Bayreuther. *Magnetic anisotropy and film structure in ultrathin Fe films on Au(111)*. J. Magn. Magn. Mat. **121**, 498 (1993). .
- [McM10] B. J. McMorran, A. C. Cochran, R. K. Dumas, K. Liu, P. Morrow, D. T. Pierce and J. Unguris. *Measuring the effects of low energy ion milling on the magnetization of Co/Pd multilayers using scanning electron microscopy with polarization analysis*. J. Appl. Phys. **107**, 09D305 (2010). .
- [Mer63] J. H. van der Merwe. *Crystal Interfaces. Part II. Finite Overgrowths*. J. Appl. Phys. **34**, 123 (1963). .
- [Mil96] Y. Millev and J. Kirschner. *Reorientation transitions in ultrathin ferromagnetic films by thickness- and temperature-driven anisotropy flows*. Phys. Rev. B **54**, 4137 (1996). .
- [Mil98a] Y. T. Millev, H. P. Oepen and J. Kirschner. *Influence of external field on spin reorientation transitions in uniaxial ferromagnets. I. General analysis for bulk and thin-film systems*. Phys. Rev. B **57**, 5837 (1998). .
- [Mil98b] Y. T. Millev, H. P. Oepen and J. Kirschner. *Influence of external fields on spin reorientation transitions in uniaxial ferromagnets. II. Ultrathin ferromagnetic films*. Phys. Rev. B **57**, 5848 (1998). .
- [Mor88] W. M. Moreau. *Semiconductor Lithography: Principles and Materials*. Plenum: New York (1988).
- [Mou10] A. Mougin, J. Ferré, O. Plantevin, H. Cruguel, F. Fortuna, H. Bernas, A. Marty, C. Beigné and Y. Samson. *Magnetic reversal in ion-irradiated FePt thin films*. J. Phys. D: Appl. Phys. **43**, 365002 (2010). .
- [Nea83] J. H. Neave, B. A. Joyce, P. J. Dobson and N. Norton. *Dynamics of film growth of GaAs by MBE from Rheed observations*. Appl. Phys. A **31**, 1 (1983). .

- [New94] R. M. H. New, R. F. W. Pease and R. L. White. *Submicron patterning of thin cobalt films for magnetic storage*. J. Vac. Sci. Technol. B **12**, 3196 (1994). .
- [Nol02] W. Nolting. *Theoretische Physik: Statistische Physik*. Springer (2002). .
- [Né54] M. Néel. *Anisotropie magnetique superficielle et superstructures d'orientation*. J. Phys. Rad. **15**, 225 (1954). .
- [Oep97a] H. P. Oepen, Y. Millev and J. Kirschner. *The reorientation transition in Co/Au(111)*. J. Appl. Phys. **81**, 5044 (1997). .
- [Oep97b] H. P. Oepen, M. Speckmann, Y. Millev and J. Kirschner. *Unified approach to thickness-driven magnetic reorientation transitions*. Phys. Rev. B **55**, 2752 (1997). .
- [Ond68] D. Onderdelinden. *Single-crystal sputtering including the channeling phenomenon*. Can. J. Phys. **46**, 739 (1968). .
- [Ono96] K. Ono, H. Shimada, S. Kobayashi and Y. Ootuka. *A New Fabrication Method for Ultra Small Tunnel Junctions*. Jpn. J. Appl. Phys. **35**, 2369 (1996). .
- [Opp95] P. M. Oppeneer, T. Kraft and H. Eschrig. *Anisotropic magneto-optical Kerr effect of hcp and fcc Co from first principles*. Phys. Rev. B **52**, 3577 (1995). .
- [Osb45] J. A. Osborn. *Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid*. Phys. Rev. **67**, 351 (1945). .
- [Ozi85] E. J. Ozimek. *Characteristic length of domain structures and its effect on the coercive force of ferromagnetic materials*. J. Appl. Phys. **57**, 5406 (1985). .
- [Pap92] D. P. Pappas, C. R. Brundle and H. Hopster. *Reduction of macroscopic moment in ultrathin Fe films as the magnetic orientation changes*. Phys. Rev. B **45**, 8169 (1992). .
- [Par97] M. Park, C. Harrison, P. M. Chaikin, R. A. Register and D. H. Adamson. *Block Copolymer Lithography: Periodic Arrays of 10^{11} Holes in 1 Square Centimeter*. Science **267**, 1401 (1997). .

- [Per74] J. Perdereau, J. Biberian and G. Rhead. *Adsorption and surface alloying of lead monolayers on (111) and (110) faces of gold*. J. Phys. F **5**, 798 (1974). .
- [Pur92] S. T. Purcell, M. T. Johnson, N. W. E. McGeeb, W. B. Zepera and W. Ho-ving. *Spatially resolved magneto-optical investigation of the perpendicular anisotropy in a wedge-shaped ultrathin epitaxial Co layer on Pd(111)*. J. Magn. Magn. Mat. **113**, 257 (1992). .
- [Pü00] S. Pütter. *Spinreorientierungsübergänge in ultradünnen Filmen: Der Einfluß von äußeren Feldern*. Ph.D. thesis, Universität Halle (2000).
- [Pü01] S. Pütter, H. F. Ding, Y. T. Millev, H. P. Oepen and J. Kirschner. *Magnetic susceptibility: An easy approach to the spin-reorientation transition*. Phys. Rev. B **64**, 092409 (2001). .
- [Qiu99] Z. Qiu and S. Bader. *Surface magneto-optic Kerr effect (SMOKE)*. J. Magn. Magn. Mat. **200**, 664 (1999). .
- [Rep06] V. Repain, S. Rohart, Y. Girard, A. Tejada and S. Rousset. *Building uniform and long-range ordered nanostructures on a surface by nucleation on a point defect array*. J. Phys.: Condens. Matter **18**, S17 (2006). .
- [Rou03] S. Rousset, V. Repain, G. Baudot, Y. Garreau and J. Lecoœur. *Self-ordering of Au(111) vicinal surfaces and application to nanostructure organized growth*. J. Phys.: Cond. Mat. **15**, S3363 (2003). .
- [Rö93] H. Röder, E. Hahn, H. Brune, J.-P. Bucher and K. Kern. *Building one- and two-dimensional nanostructures by diffusion-controlled aggregation at surfaces*. Nature **366**, 141 (1993). .
- [Sam68] G. Samsonov, ed. *Handbook of the physiochemical properties of the elements*. IFI-Plenum (1968).
- [Sea11] *Seagate Barracuda XT 3TB Hard Drive*. Press Realease (2011).
- [Spe95] M. Speckmann, H. P. Oepen and H. Ibach. *Magnetic domain structures in ultrathin Co/Au(111): On the influence of film morphology*. Phys. Rev. Lett. **75**, 2035 (1995). .

- [Sta87] M. Stampanoni, A. Vaterlaus, M. Aeschlimann and F. Meier. *Magnetism of Epitaxial bcc Iron on Ag(001) Observed by Spin-Polarized Photoemission*. Phys. Rev. Lett. **59**, 2483 (1987). .
- [Sta98] C. Stamm, F. Marty, A. Vaterlaus, V. Weich, S. Egger, U. Maier, U. Ramsperger, H. Fuhrmann and D. Pescia. *Two-Dimensional Magnetic Particles*. Science **282**, 449 (1998). .
- [Ste86] M. Stearns. *Landolt-Börnstein: Magnetic Properties of Metals*, volume 19a. Springer (1986).
- [Sti07] D. Stickler. *Herstellung von Nanostrukturen mit Hilfe der Focused Ion Beam Technologie*. Diplomarbeit, Universität Hamburg (2007).
- [Sto48] E. C. Stoner and E. P. Wohlfahrt. *A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys*. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A **240**, 599 (1948). .
- [Tag90] E. Taglauer. *Surface cleaning using sputtering*. Appl. Phys. A **51**, 238 (1990). .
- [Ter07] B. D. Terris, T. Thomson and G. Hu. *Patterned media for future magnetic data storage*. Microsyst. Technol. **13**, 189 (2007). .
- [Tos04] http://www.toshiba.co.jp/about/press/2004_12/pr1401.htm (2004).
- [Tse01] M. Tselepi, Y. Xu, D. Freeland, T. Moore and J. Bland. *Nucleation, growth and magnetic properties of Fe ultrathin films grown on InAs(1 0 0)-4x2*. J. Magn. Magn. Mat. **226**, 1585 (2001). .
- [Upp74] D. Upper. *The unsuccessful self-treatment of a case of writer's block*. J. Appl. Behav. Anal. **7**, 497 (1974). .
- [Var01] A. K. Varshneya and T. P. Seward. *Handbook of ceramics, glasses and diamonds*. McGraw-Hill (2001). .
- [Ved02] E. Y. Vedmedenko, H. P. Oepen and J. Kirschner. *Microstructure of the spin reorientation transition in second-order approximation of magnetic anisotropy*. Phys. Rev. B **66**, 214401 (2002). .
- [Ved05] E. Y. Vedmedenko, N. Mikuszeit, H. P. Oepen and R. Wiesendanger. *Multipolar Ordering and Magnetization Reversal in Two-Dimensional Nanomagnet Arrays*. Phys. Rev. Lett. **95**, 207202 (2005). .

- [Vie02] C. Vieu, J. Gierak, H. Launois, T. Aign, P. Meyer, J. P. Jamet, J. Ferré, C. Chappert, T. Devolder, V. Mathet and H. Bernas. *Modifications of magnetic properties of Pt/Co/Pt thin layers by focused gallium ion beam irradiation*. J. Appl. Phys. **91**, 3103 (2002). .
- [VM08] O. Vázquez-Mena, G. Villanueva, M. van den Boogaart, V. Savu and J. Brugger. *Reusability of nanostencils for the patterning of Aluminum nanostructures by selective wet etching*. Microelectronic Engineering **85**, 1237 (2008). .
- [VM09] O. Vázquez-Mena, L. Villanueva, V. Savu, K. Sidler, P. Langlet and J. Brugger. *Analysis of the blurring in stencil lithography*. Nanotechnology **20**, 415303 (2009). .
- [Voi91] B. Voigtländer, G. Meyer and N. Amer. *Epitaxial growth of thin magnetic cobalt films on Au(111) studied by scanning tunneling microscopy*. Phys. Rev. B **44**, 10354 (1991). .
- [Vol99] R. Vollmer. *Lineare und nichtlineare Magneto-optik an ultradünnen ferromagnetischen Schichten und Vielfachschichten*, page C7. Magnetische Schichtsysteme. Forschungszentrum Jülich (1999).
- [Vol07] C. Volkert and A. Minor. *Focused ion beam microscopy and micromachining*. MRS bulletin **32**, 389 (2007). .
- [Wad98] A. Wadas, M. Dreyer, M. Kleiber and R. Wiesendanger. *Thickness-dependent magnetic domain structures of ultrathin Co/Au(111) films studied by means of magnetic force microscopy in ultrahigh vacuum*. Appl. Phys. A **66**, 465 (1998). .
- [Wea86] J. Weaver. *Metal-Semiconductor Interfaces*. Phys. Today **39**, 24 (1986). .
- [Wel94] D. Weller, G. R. Harp, R. F. C. Farrow, A. Cebollada and J. Sticht. *Orientation dependence of the polar Kerr effect in fcc and hcp Co*. Phys. Rev. Lett. **72**, 2097 (1994). .
- [Wet98] S. M. Wetterer, D. J. Lavrich, T. Cummings, S. L. Bernasek and G. Scoles. *Energetics and Kinetics of the Physisorption of Hydrocarbons on Au(111)*. J. Phys. Chem. B **102**, 9266 (1998). .

- [Woo02] S. I. Woods, S. Ingvarsson, J. R. Kirtley, H. F. Hamann and R. H. Koch. *Local magnetic anisotropy control in NiFe thin films via ion irradiation*. Appl. Phys. Lett. **81**, 1267 (2002). .
- [Wu98] W. Wu, B. Cui, X. Sun, W. Zhang, L. Zhuang, L. Kong and S. Y. Chou. *Large area high density quantized magnetic disks fabricated using nanoimprint lithography*. J. Vac. Sci. Technol. B **16**, 3825 (1998). .
- [Xia87] G. Xiao and C. L. Chien. *Magnetic properties of [100] oriented Cu-Ni superlattices*. J. Appl. Phys. **61**, 4061 (1987). .
- [Xia99] Y. Xia, J. Rogers, K. Paul and G. Whitesides. *Unconventional Methods for Fabricating and Patterning Nanostructures*. Chem. Rev. **99**, 1823 (1999). .
- [Yam96] T. Yamazaki, Y. Yoshino, T. Yoshizawa, T. Yamabuchi, K. Terayama, T. Shimazaki and T. Mizuguchi. *Pattern Formation of Sputtered Films by Deposition through Mask*. Jpn. J. Appl. Phys. **35**, 4755 (1996). .
- [Zie84] J. F. Ziegler, B. J. P and U. Littmark. *Stopping and Ranges of Ions in Matter*. Pergamon Press, New York (1984). .

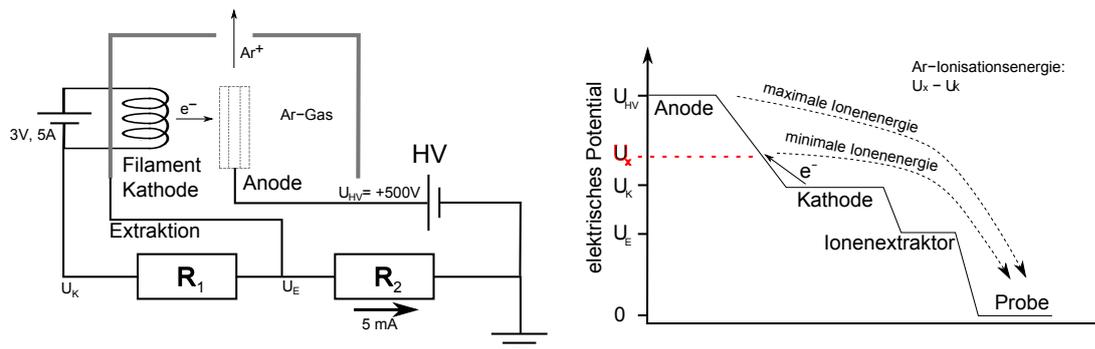
Abbildungsverzeichnis

3.1	Anisotropieenergie	24
3.2	Kristallstruktur von Kobalt	24
3.3	Winkeldefinition	25
3.4	K_2 - $K_{1,\text{eff}}$ -Phasendiagramm	29
3.5	Phasenübergang und Spinreorientierungsübergang	31
3.6	Kerr-Winkel	33
3.7	MOKE-Geometrien	34
4.1	Schema der UHV-Kammer	37
4.2	Probentisch	38
4.3	Elektromagnet mit Kammer	40
4.4	Kollision mit dem Laser	40
4.5	Feldstärke des modifizierten Magneten	41
4.6	Streifeldkomponenten	43
4.7	MOKE Messaufbau	44
4.8	Luftspule für Suszeptibilitätsmessung	46
4.9	Wechsel zwischen polarer und longitudinaler Messgeometrie	48
4.10	Polarisation des Lasers	49
4.11	Strahldurchmesser des Diodenlasers	50
4.12	Energieverteilung der Ionen	51
5.1	Maskenstrukturierung mit dem FIB	55
5.2	Befestigung der Masken am Maskenhalter	56
5.3	Aufsetzen der Maske auf das Substrat	58
5.4	Stabilität beim Aufdampfen	59
5.5	Referenzloch im Maskenhalter	60
5.6	Raster-Kerr-Mikroskop	61
5.7	Kalibration der Elliptizität	64

6.1	Vergleich zwischen Maske und aufgedampften Strukturen	68
6.2	AFM Messung von Co-Strukturen	69
6.3	Magnetisches Signal von Strukturen	71
6.4	Wiederholtes Aufdampfen	74
6.5	Versatz der Maske	75
7.1	Vergleichsmessung beim Aufdampfen	80
7.2	MEED-Oszillationen zur Dickenbestimmung	81
7.3	Identifikation des Spinreorientierungsübergangs	81
7.4	Polare Suszeptibilität beim Aufdampfen	82
7.5	Suszeptibilität über Sputterdosis	86
7.6	Elliptizität gegen Ionendosis	87
7.7	Suszeptibilität über Restschichtdicke	90
7.8	Hysteresekurven in Abhängigkeit von der Schichtdicke	91
7.9	Effektive Anisotropie gewachsener Co-Schichten	93
7.10	Effektive Anisotropie beim Ionenätzen	94
7.11	Effektive Anisotropie bei verschiedenen Schichtdicken	95
7.12	Energieabhängigkeit des Spinreorientierungsübergangs	96
7.13	Verschiebung des SRT beim Aufdampfen	99
7.14	Verschiebung des SRT beim Ionenätzen	99
7.15	Hysteresekurven nach dem Ionenätzen	100
7.16	Phänomenologisches Modell	103
7.17	Magnetisierungsorientierung	105
7.18	TRIM Simulation Durchmischung	106
7.19	TRIM Energie	108
.1	Ionenkanone	131

Anhang

A Elektrische Potentiale der Ionenkanone



(a) Schema der Ionenkanone

(b) Elektrische Potentiale in der Ionenkanone

Abbildung .1: Aufbau der im Experiment genutzten Ionenkanone.

Die im Experiment genutzte Ionenkanone ist einfach aufgebaut, sodass zum Betrieb nur ein Hochspannungsnetzteil sowie eine Versorgung für das Filament notwendig sind. Alle anderen Potentiale ergeben sich aus dem eingestellten Emissionsstrom ($I_{emis} = 5 \text{ mA}$), der Primärspannung ($U = 500 \text{ V}$) und den Werten der Widerstände. Allerdings ergibt sich daraus auch eine breitere Energieverteilung der Ionen, da das Potentialdifferenz zum Filament größer als die Ionisierungsenergie des Argons ist. Die Argonatome werden dadurch schon auf einem geringem Potential ionisiert und es kommt zu einer Energieverteilung wie sie in Abbildung 4.12 zu sehen ist.

Danksagung

Am Ende der Arbeit angekommen, möchte ich mich noch bei ein paar Leuten bedanken, ohne die diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre. Im Einzelnen danke ich:

Herrn Prof. Dr. Oepen dafür, dass er mir die Gelegenheit gegeben hat in seiner Gruppe und in einem interessanten Themengebiet zu promovieren. Außerdem natürlich für selbst für mich nicht zu schaffende Mengen an Grillgut.

Herrn Prof. Dr. Schreyer für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Vielen Dank an Sabine Pütter für die Betreuung und zahlreiche Diskussionen. Außerdem natürlich ein großer Dank für die Korrektur dieser Arbeit.

Weiterer Dank gilt Robert Frömter für viele interessante und anregende Diskussionen über alle Felder der Physik, das Leben, das Universum und den ganzen Rest.

Der gesamten Arbeitsgruppe für das gute Klima, manch netten Spieleabend, das Φ -Kicken und dass sie mein Gequengel über das (norddeutsche) Essen stets humorvoll ertragen haben. Der Werkstatt des Instituts für die häufig zeitnah ausgeführten Arbeiten, sowie der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die mich über den SFB 668 finanziert hat.

Laura dafür, dass wir uns jeden Abend per Skype was zu erzählen hatten.

Nicht zuletzt danke ich meinen Eltern, die mich während meiner gesamten Ausbildung nicht nur finanziell, sondern auch moralisch immer unterstützt haben.

Schließlich möchte ich noch auf Dennis Upper verweisen, der die Schreibblockade kaum treffender beschreiben könnte [Upp74].