

**Magnetische Nanostrukturen
basierend auf Co/Pt-Multilagen,
hergestellt mittels
selbstorganisierter Masken aus
Blockcopolymer-Micellen**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
im Department Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Holger Stillrich
aus Forchheim

Hamburg
2007

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. H. P. Oepen

Prof. Dr. W. Hansen

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. H. P. Oepen

Prof. Dr. A. Schreyer

Datum der Disputation:

23. 10. 2007

Vorsitzender des Prüfungsausschusses:

Prof. Dr. A. Lichtenstein

Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. G. Huber

Departmentleiter:

Prof. Dr. R. Klanner

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird die Herstellung und Charakterisierung magnetischer Nanostrukturen basierend auf Co/Pt-Multilagen beschrieben. Felder von Nanostrukturen werden mit Hilfe der Selbstorganisation von Blockcopolymer-Micellen mit Durchmessern von wenigen 10 nm aus Filmen von Co/Pt-Multilagen hergestellt.

Zum Verständnis der magnetischen Eigenschaften der Nanostrukturen werden zunächst die Eigenschaften von Co/Pt-Multilagen untersucht. Die Filme werden mittels unterschiedlicher Ionenzerstäubungs-Techniken hergestellt und Einflüsse der Herstellungsmethoden auf die strukturellen und magnetischen Eigenschaften der Filme werden untersucht. Anhand des Zusammenhangs zwischen strukturellen und magnetischen Eigenschaften werden Rückschlüsse auf die Ursachen von Grenzflächen- und Volumenbeiträgen von Co/Pt-Multilagen gezogen. Ein Schwerpunkt der Untersuchungen der magnetischen Eigenschaften liegt in der Reorientierung der leichten Magnetisierungsrichtung von einer senkrechten leichten Richtung zu einer leichten Magnetisierung in der Ebene durch Variation der Dicken der Kobalt- und Platinlagen in den Multilagenfilmen. Durch die Kombination von raumintegrierenden und orts aufgelösten magnetischen Untersuchungsmethoden wird eine gegen die Oberfläche geneigte Magnetisierungsrichtung und ihre Domänenstruktur im Bereich der Reorientierung nachgewiesen. Für die Herstellung von Nanostrukturen werden die magnetischen Eigenschaften der Multilagen auf eine hohe magnetische Anisotropie optimiert.

Aus den Co/Pt-Multilagen werden mittels neuartiger Strukturierungsansätze mit Masken aus Blockcopolymer-Micellen magnetische Lochgitter und Punktgitter durch Ionenätzen hergestellt. Zum Nachweis der Nanostrukturen wird die Morphologie und Topographie in Kombination mit magnetooptischen Signalen untersucht. Änderungen der magnetischen Eigenschaften durch die Strukturierung werden anhand von makroskopischen Messungen und der magnetischen Mikrostruktur diskutiert. Es wird gezeigt, dass magnetische Lochgitter mit Hilfe von Blockcopolymer-Micellen mittels zweier unterschiedlicher Ansätze hergestellt werden können. Die magnetischen Eigenschaften von Lochgittern werden in Abhängigkeit von der leichten Magnetisierungsrichtung der zugrunde liegenden Filme untersucht. Magnetische Punktgitter werden mit Hilfe der Kerne von SiO₂-gefüllten Blockcopolymer-Micellen hergestellt. Die magnetischen Eigenschaften werden in Abhängigkeit von der Strukturhöhe und dem Durchmesser der Nanostrukturen untersucht. Die Nanostrukturen zeigen ein eindomäniges Schaltverhalten und ihre Schaltfeldverteilung wird mit Hilfe der Größenverteilung der Partikel beschrieben. Strukturen an der Grenze zum superparamagnetischen Limit werden untersucht.

Abstract

The production and characterization of magnetic nanostructures based on Co/Pt-multilayers are described in this thesis. Nanostructure arrays of Co/Pt multilayer films are generated utilizing the self-assembly of block copolymer micelles with a few 10 nm diameter.

For an understanding of the magnetic properties of nanostructures the properties of Co/Pt-multilayer films are examined first. The films are grown via different sputter techniques. The structural and magnetic properties are investigated depending on the deposition technique. The sources of magnetic anisotropy are discussed based on these investigations. One major topic concerning Co/Pt-multilayers is the reorientation of the easy axis of magnetization from perpendicular to in-plane as a function of the cobalt and platinum layer thicknesses. Combining averaging magnetization measurements and high resolution magnetic imaging, the canting of magnetization within the reorientation transition and a canted domain structure were found. The basis for magnetic nanostructures are Co/Pt-multilayers that were optimized for strong magnetic anisotropy.

Magnetic antidot and dot arrays are generated from Co/Pt-multilayers via novel methods utilizing block copolymer micelle masks and ion milling. The generation of nanostructure arrays is proven by the morphologic and topographic properties, combined with the evolution of magneto-optic signals. Two different approaches for the generation of antidot arrays are shown. The magnetic properties of antidot arrays with perpendicular and in-plane easy magnetization are investigated. Magnetic dot arrays are produced utilizing the cores of SiO₂ filled block copolymer micelles. The dot arrays consist of single domain particles. The switching field distribution of the dot arrays is analysed and described using the size distribution of the magnetic particles. Magnetic nanostructures in the region of the superparamagnetic limit are investigated.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen des Magnetismus und der Methoden zur Herstellung und Untersuchung von Co/Pt-Multilagen und -Nanostrukturen	5
2.1. Magnetische Eigenschaften von dünnen Filmen und Nanostrukturen	5
2.1.1. Magnetische Anisotropie von ultradünnen Filmen	6
2.1.2. Schaltverhalten von dünnen Filmen und Nanostrukturen .	11
2.2. ECR- und Magnetron-Zerstäuben zur Herstellung dünner Filme .	13
2.3. Experimentelle Methoden zur Untersuchung magnetischer Eigenschaften	15
2.3.1. Theoretische Grundlagen und Aufbau des MOKE	15
2.3.2. Funktionsweise des Rasterelektronenmikroskops mit Polarisationsanalyse	18
2.4. Strukturuntersuchungen mittels Röntgenbeugung und -streuung .	18
3. Magnetische Eigenschaften von Co/Pt-Multilagen und Reorientierung der leichten Magnetisierungsrichtung	21
3.1. Magnetische Eigenschaften von Co/Pt-Filmen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden	22
3.1.1. Magnetische Anisotropie von Kobalt-Einzellagen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden	22
3.1.2. Übergang von Einzel- zu Multilagen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden	27
3.1.3. Gekippte Magnetisierungsrichtung bei (Co/Pt) ₈ -Multilagen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden	28
3.2. Magnetische Eigenschaften von Co/Pt-Filmen, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurden	35
3.2.1. Magnetische Eigenschaften von Kobalt-Einzellagen, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurden	35
3.3. Magnetischen Eigenschaften von Co/Pt-Filmen, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben auf einer ECR-Wachstumslage hergestellt wurden	38
3.3.1. Magnetische Eigenschaften von Kobalt-Einzellagen, Magnetron-Plasmazerstäuben auf ECR-Wachstumslage	38

3.3.2.	Magnetische Eigenschaften von Co/Pt-Multilagen, Magnetron-Plasmazerstäuben auf ECR-Wachstumslage	42
3.4.	Vergleich der magnetischen und strukturellen Eigenschaften beim ECR- und Magnetron-Zerstäuben von Co/Pt-Multilagen	50
3.4.1.	Untersuchung der Struktur und Grenzflächen von Co/Pt-Multilagen mit Röntgenbeugung und -streuung	50
3.4.2.	Einflüsse des Wachstums auf magnetischen Eigenschaften von Co/Pt-Multilagen	57
4.	Magnetische Nanostrukturen, hergestellt mit Masken aus selbstorganisiert geordneten Blockcopolymer-Micellen	65
4.1.	Selbstorganisation von Blockcopolymer-Micellen	66
4.2.	Nanostruktur-Lochgitter mittels Ionenätzen von Blockcopolymer-Micellen	69
4.2.1.	Lochgitter durch streifendes Ionenätzen	71
4.2.2.	Lochgitter durch senkrechtes Ionenätzen	84
4.3.	Nanostruktur-Punktgitter durch Ionenätzen von Micellenkernen .	86
4.3.1.	Morphologie von SiO ₂ -Nanopartikeln	88
4.3.2.	Magnetische Punktgitter mit 70 nm mittlerem Abstand . .	90
4.3.3.	Magnetische Punktgitter mit 30 nm mittlerem Abstand . .	102
5.	Zusammenfassung und Ausblick	107
	Literaturverzeichnis	111
	Eigene Veröffentlichungen	122
	Anhang	123
A.	Magnetooptische Eigenschaften von Co/Pt-Filmen	125
A.1.	Magnetooptische Kerr-Signale in Abhängigkeit von den Kobalt- und Platindicken der Multilagen	125
A.2.	Die Voigt-Konstante von Co/Pt-Filmen	128
B.	Details zum Aufbau des MOKE-Experiments	131
C.	Konferenzbeiträge	133
	Abbildungsverzeichnis	135

1. Einleitung

Die Herstellung und Untersuchung magnetischer Strukturen mit lateralen Größen im Bereich bis zu wenigen 10 nm hat sich im Laufe der letzten Jahre zu einem der meist untersuchten Gebiete in der Physik kondensierter Materie entwickelt [1–5]. Die Ursachen für dieses rege Interesse liegen in der Nähe zu potentiellen technologischen Anwendungen, etwa für strukturierte magnetische Speichermedien [1, 4, 6] und in Fragen der Grundlagenforschung, wie dem Übergang zwischen dem kollektiven Phänomen Ferromagnetismus, über größen- und geometrieabhängige Eigenschaften [7, 8] magnetischer Nanostrukturen, bis hin zu einzelnen Atomen ferromagnetischer Elemente [9, 10].

Die technologisch naheliegendste Anwendung von magnetischen Nanostrukturen ist der Übergang von Dünnschicht-Speichermedien zu nanostrukturierten Materialien als magnetische Speichermedien (*patterned recording media*). Die Korngrößen in konventionellen Speichermedien bestimmen ihre Speicherdichte. Mit der aktuellen Steigerungsrate der Speicherdichte wird das superparamagnetische Limit [11] für konventionelle Speichermedien, das durch das Volumen der Körner und die Anisotropie der Filme im Vergleich zur thermischen Energie bei Raumtemperatur gegeben ist, bis zum Jahr 2011 erreicht, so dass ein Übergang zu nanostrukturierten Medien nötig wird [6]. Einflüsse der magnetostatischen Wechselwirkung zwischen periodisch angeordneten Nanostrukturen und Einflüsse der Strukturgröße und -symmetrie auf die magnetischen Eigenschaften werden häufig an Strukturen untersucht, die mittels serieller Ansätze wie Elektronenstrahl-Lithographie [7, 12, 13] und fokussierten Ionenstrahlen [14–16] hergestellt werden. Für eine Strukturierung von Flächen, die mehrere Millimeter oder Zentimeter groß sind, mit Strukturgrößen unter 100 nm, sind diese Techniken aufgrund des hohen Zeitaufwandes nicht geeignet [3, 4]. Seit Mitte der 1990er Jahre wurden zur Herstellung hochgeordneter Felder von Nanostrukturen auf großen Flächen parallele Techniken wie die *Nanoimprint*-Lithographie [17, 18] oder die Röntgen-Lithographie [19–21] entwickelt. Mit Hilfe dieser Techniken wurde versucht eine Auflösung deutlich unter 100 nm zu erreichen und dabei möglichst kompatibel zu industriell etablierten Techniken zu bleiben. Das heißt, die Röntgen-Lithographie ist, mit einer Belichtung von Photolacken, ähnlich zu Techniken, die in der Halbleiterindustrie üblich sind, und *Nanoimprint*-Verfahren sind ähnlich zur CD- und DVD-Herstellung. Der technische Aufwand ist bei der Röntgen-Lithographie relativ hoch, insbesondere wird für die benötigte weiche Röntgenstrahlung ein Synchrotron als Quelle verwendet [3]. Bei der *Nanoimprint*-Lithographie sind Grenzen einer großflächigen Strukturierung durch die Oberflächenbeschaffenheit des Substrats gegeben [3].

Bei selbstorganisierten Masken wird, im Vergleich zur Weiterentwicklung von

Lithographiemethoden (*top down*), ein vollständig verschiedener Weg beschränkt: Die Masken zur Strukturierung setzen sich dabei aus Elementen in der Größenordnung Nanometer zusammen, die sich aufgrund von Wechselwirkungen untereinander von selbst anordnen (*bottom up*). Zur Selbstorganisation häufig verwendete Systeme sind Polystyrol-Nanokugeln [22–24], poröses Aluminiumoxid [25–28] und Blockcopolymere [29–32]. Für magnetische Nanostrukturen wird auch die Selbstorganisation von magnetischen Nanopartikeln verwendet [33, 34], die zum Teil in Blockcopolymer-Micellen auf die Oberfläche gebracht werden [35, 36]. Die Strukturierung großer Flächen ist mit Methoden, die auf Selbstorganisation beruhen, schnell und einfach möglich, da die Anordnung der Bausteine selbstorganisierter Strukturen parallel erfolgt und die Geschwindigkeit von der Größe der zu strukturierenden Fläche unabhängig ist. Allerdings ist allen Formen der Selbstorganisation gemein, dass die Ordnung der Nanostrukturen nur kurzreichweitig ist. Deshalb wurden für poröses Aluminiumoxid, Blockcopolymere und Blockcopolymer-Micellen Methoden zur Erhöhung der langreichweitigen Ordnung, basierend auf einer mesoskopischen Vorstrukturierung, entwickelt [37–39].

Nanokugeln aus Polystyrol sind eines der ersten Systeme, das zur Herstellung selbstorganisierter Nanostrukturen genutzt wurde [22–24] und immer noch erfolgreich genutzt wird [40–42]. Polystyrol-Nanokugeln ordnen sich mit abnehmendem Durchmesser unterhalb weniger hundert Nanometer immer schlechter an, vor allem da die Größenverteilung der Kugeln im Verhältnis zum mittleren Durchmesser immer breiter wird [43]. Im Gegensatz dazu ist die gegenwärtig erzielbare maximale Periodenlänge von Strukturen aus Blockcopolymeren und Blockcopolymer-Micellen gerade einmal 100 nm [1, 44, 45] und für kleiner werdende Perioden verbessert sich die Ordnung von Blockcopolymer Micellen [E1]. Dadurch sind Blockcopolymere für die Herstellung von Strukturen mit einer Periode von unter 100 nm besser geeignet. Die Flächenfüllung von magnetischen Nanostrukturen ist zum Beispiel für die magnetostatische Wechselwirkung zwischen Nanostrukturen und damit für die magnetischen Eigenschaften von Punktgittern entscheidend. Die Abstände und Durchmesser von Strukturen aus Blockcopolymeren und Blockcopolymer-Micellen können durch die Länge der beteiligten Polymerketten eingestellt werden. Zusätzlich kann die Anzahl der Prozessschritte auf der Oberfläche zur Herstellung von Punktgittern durch die Verwendung von Blockcopolymer-Micellen im Vergleich zu Blockcopolymeren reduziert werden. Aufgrund der Möglichkeit Abstände und Durchmesser der Strukturen einzustellen wurden im Rahmen dieser Arbeit neuartige Methoden zur Strukturierung mittels Blockcopolymer-Micellen entwickelt, bei denen wenige Präparationsschritte auf der Oberfläche nötig sind. Zur Herstellung von magnetischen Punktgittern werden dabei Blockcopolymer-Micellen als Maske verwendet, die mit Siliziumoxid gefüllt sind und deren Polymerhülle durch ein Sauerstoffplasma entfernt wird (Abschnitt 4.3). Diese Maske wird mittels Ionenätzen auf einen darunter liegenden magnetischen Filme übertragen. Die Einflüsse der Filmstärke und des Durchmessers der SiO₂-Partikel auf die magnetischen Eigenschaften werden an den so hergestellten Nanostrukturen untersucht (Abschnitt 4.3).

Homogen senkrecht magnetisierte Lochgitter sind zur Erzeugung magnetischer Streufelder äquivalent zu Punktgittern mit inverser Flächenbelegung. Deshalb können sie für Anwendungen, bei denen eine Streufeldmodulation entscheidend ist, gleichwertig eingesetzt werden. Zusätzlich bieten sie bei einer Vernetzung der Strukturen die Möglichkeit, Einflüsse der Strukturierung auf den Magnetowiderstand zu untersuchen [46]. Lochgitter in Halbleitern wurden bereits mittels Blockcopolymeren [30] und Blockcopolymer-Micellen [47] hergestellt. Für magnetische Lochgitter war bisher die Verwendung von porösem Aluminiumoxid erfolgreich [46, 48]. In dieser Arbeit werden zwei unterschiedliche Ansätze zur Herstellung von Lochgittern aus Blockcopolymer-Micellen vorgestellt (Abschnitt 4.2). Die Einflüsse der Strukturierung auf Filme mit senkrechten und in der Ebene leichten Magnetisierung werden in Abschnitt 4.2 diskutiert.

Ein Ziel bei der Herstellung von magnetischen Nanostrukturen in dieser Arbeit ist es, periodische Anordnungen von magnetischen Nanostrukturen mit möglichst hoher Streufeldmodulation auf einem zweidimensionalen Elektronengas (2DEG) herzustellen. Für elektrische und magnetische Modulationen mit Perioden unterhalb von 100 nm in einem 2DEG wurde 1976 ein Energiespektrum mit einer Aufspaltung der Landau-Niveaus, also der Energieniveaus der Elektronen eines Festkörpers in einem äußeren Magnetfeld, in Abhängigkeit von der Modulationslänge vorhergesagt (Hofstadter-Schmetterling) [49]. Für Modulationen des elektrischen Potentials wurde bereits mit Nanostrukturen mit etwa 100 nm Periode erste Anzeichen für dieses Energiespektrum des 2DEG gefunden [50]. Da diese Strukturgrößen an der oberen Grenze des vorhergesagten Bereichs für die Periodenlänge sind, wurden nur geringe Aufspaltungen gefunden. Durch die Verwendung selbstorganisierter Nanostrukturen kann die gesamte Fläche des 2DEG mit Perioden deutlich unterhalb von 100 nm strukturiert werden. Durch die kleineren Periodenlängen werden deutlichere Aufspaltungen der Landau-Niveaus erwartet. Für eine hohe Feldmodulation in hexagonal geordneten Nanostrukturen ist eine Flächenfüllung der Strukturen von 40% für Punktgitter bzw. 60% für Lochgitter optimal [51]. Die Eignung der unterschiedlichen Nanostruktur-Gitter für eine hohe Feldmodulation in einem 2DEG wird in der Zusammenfassung dieser Arbeit (Kapitel 5) diskutiert.

Sowohl für strukturierte magnetische Speichermedien als auch für eine hohe Streufeldmodulation ist eine senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung der Nanostrukturen eine wichtige Voraussetzung. Um eine senkrechte Magnetisierung der Strukturen zu erreichen, werden Filme mit ursprünglich senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung strukturiert. In dünnen Filmen ist die leichte Magnetisierungsrichtung meist in der Probenebene [52]. Durch eine hohe Kristallanisotropie, zum Beispiel in CoCr- und CoPt-Legierungen [53, 54], oder durch die Grenzflächenanisotropie in Multilagen, etwa bei Co/Pd- und Co/Pt-Multilagen [55, 56], kann eine senkrechte leichte Magnetisierung dünner Filme generiert werden. Bis vor kurzem wurden ausschließlich magnetische Speichermedien aus dünnen Filmen mit einer leichten Magnetisierung in der Probenebene verwendet; seit dem Jahr 2006 werden CoCrPt-Legierungen in der Festplattenindustrie für senkrechte Spei-

chermedien eingesetzt [57]. Auch Arbeiten zu senkrechten Nanostrukturen für Speichermedien, die mittels Blockcopolymeren [32, 58] hergestellt wurden, basieren auf CoCrPt-Legierungen. Multilagen aus magnetischen und nichtmagnetischen Schichten sind ein ideales Modellsystem für die senkrechte Magnetisierung, da die Anisotropie der Multilagen durch die Dicke der Kobalt- und Platinlagen kontrolliert eingestellt werden kann [52, 59, 60]. Deshalb werden in dieser Arbeit Multilagen als Basis der magnetischen Nanostrukturen gewählt. Im Vergleich zwischen Co/Pt- und Co/Pd-Multilagen war historisch der größere Kerr-Effekt für kurze Wellenlängen [61, 62] der entscheidende Vorteil von Co/Pt-Multilagen für eine potentielle Anwendung als magnetooptische Speichermedien mit hoher Speicherdichte. In dieser Arbeit ist die im allgemeinen höhere Anisotropie von Co/Pt-Multilagen im Vergleich zu Co/Pd-Multilagen [60] entscheidend, die zum einen für die thermische Stabilität der Nanostrukturen wichtig ist (Abschnitt 2.1.2) und zum anderen erlaubt, dickere Kobaltschichten zu verwenden und damit die Streufeldmodulation der Strukturen zu erhöhen.

Die hohe senkrechte Anisotropie von Co/Pt-Multilagen ist seit knapp 20 Jahren bekannt [56]. Seit der Entdeckung der senkrechten Anisotropie von Co/Pt-Multilagen wurden sie als Kandidaten für magnetooptische Speicher und senkrechte Speichermedien erforscht [62–64]. Aus der Änderung der Anisotropie als Funktion der Dicke der Kobalt- und Platinlagen können grundlegende Kenntnisse zum Ursprung der Anisotropie der Multilagen gewonnen werden. In frühen Arbeiten wurde die Anisotropie von Multilagenfilmen nur auf Grenzflächen- und Volumenanisotropiebeiträge niedrigster Ordnung untersucht [55, 56, 59, 63]. In den letzten Jahren wurden Anisotropiebeiträge höherer Ordnung ein Thema [65, 66], die vor allem bei einer Reorientierung der leichten Magnetisierungsrichtung von senkrecht nach in der Ebene entscheidend werden. Die Co/Pt-Multilagen in dieser Arbeit werden durch zwei unterschiedliche Methoden von Ionenzerstäuben (Abschnitt 2.2), sowie einer Kombination aus beiden Techniken hergestellt. Die magnetischen, strukturellen und magnetooptischen Eigenschaften der Co/Pt-Multilagenfilme in Abhängigkeit von der Herstellungsmethode werden in Kapitel 3 präsentiert. Die Reorientierung der leichten Magnetisierungsrichtung wird in dieser Arbeit detailliert anhand der Anisotropie erster und zweiter Ordnung untersucht (Kapitel 3). Dabei wird im Bereich der Reorientierung eine gegen die Oberflächennormale gekippte leichte Magnetisierungsrichtung gefunden und erstmals deren Domänenstruktur untersucht (Abschnitt 3.1.3). Für die Herstellung von Nanostrukturen mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung werden die magnetischen Eigenschaften auf eine hohe Anisotropie optimiert (Abschnitt 3.4.2).

Zusammenfassend werden in dieser Arbeit in Kapitel 2 die Grundlagen der magnetischen Eigenschaften und die Methoden zur Herstellung und Untersuchung der von Co/Pt-Multilagen beschrieben. Danach werden in Kapitel 3 die Untersuchungen zu den magnetischen, strukturellen und magnetooptischen Eigenschaften der Co/Pt-Multilagen dargestellt. In Kapitel 4 werden die unterschiedlichen Herstellungsmethoden von magnetischen Lochgittern und Punktgittern eingeführt und die magnetischen Eigenschaften der Nanostrukturen diskutiert.

2. Grundlagen des Magnetismus und der Methoden zur Herstellung und Untersuchung von Co/Pt-Multilagen und -Nanostrukturen

Die magnetischen Eigenschaften dünner Filme werden durch ihre Anisotropie bestimmt. Die Anisotropie der Filme in dieser Arbeit ist uniaxial und kann aus den Ummagnetisierungskurven in einem Magnetfeld parallel zur schweren Magnetisierungsrichtung bestimmt werden (Abschnitt 2.1.1). Zusätzlich zur Anisotropie wird zur Charakterisierung magnetischer Nanostrukturen ihr Schaltverhalten in der leichten Richtung ausgenutzt (Abschnitt 2.1.2). In dieser Arbeit werden Co/Pt-Multilagen mittels ECR-Ionenstrahl- und Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt. Die Grundlagen der Depositionstechniken und die strukturellen Eigenschaften von Filmen, die mit diesen Techniken hergestellt werden, sind in Abschnitt 2.2 dargestellt. Die makroskopischen magnetischen Eigenschaften von Filmen und Nanostrukturen werden mit dem magnetooptischen Kerr-Effekt (MOKE) untersucht. Die Grundlagen des MOKE und Eigenschaften des hier verwendeten Aufbaus werden in Abschnitt 2.3.1 beschrieben. Zum Verständnis der magnetischen Eigenschaften ist die magnetische Mikrostruktur entscheidend. Die magnetische Mikrostruktur wird mit einem Rasterelektronenmikroskop mit Polarisationsanalyse (SEMPA, Abschnitt 2.3.2) untersucht. Die magnetischen Eigenschaften ultradünner Filme werden durch die Kristallstruktur und die Eigenschaften der Grenzflächen beeinflusst. Deshalb wird die Struktur der Filme mittels Röntgenbeugung und -streuung untersucht (Abschnitt 2.4).

2.1. Magnetische Eigenschaften von dünnen Filmen und Nanostrukturen

Die magnetische Anisotropie ist der Energieunterschied zwischen einer Magnetisierung in unterschiedliche Raumrichtungen. Bei einem Minimum der Energie wird von einer leichten Richtung, bei einem Maximum von einer schweren Richtung gesprochen. Für die magnetischen Eigenschaften ist nur die Differenz der

Energie zwischen schwerer und leichter Richtung interessant, die deshalb als Anisotropie bezeichnet wird. Bei Co/Pt-Multilagen wird eine uniaxiale Anisotropie gefunden und auf die Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung untersucht (Abschnitt 2.1.1). Das Schaltverhalten von Filmen wird durch die Nukleation von Domänen und Domänenwandbewegung bestimmt. Dagegen sind Nanostrukturen häufig eindomänig und können mit einem Schaltverhalten im Stoner-Wohlfarth-Modell mit thermisch unterstütztem Schalten beschrieben werden (Abschnitt 2.1.2).

2.1.1. Magnetische Anisotropie von ultradünnen Filmen

Die leichte Magnetisierungsrichtung von Ferromagneten wird durch die magnetische Anisotropie bestimmt. Eine magnetische Anisotropie ist stets mit einer Symmetriebrechung des Systems verbunden. So wird etwa durch die Kristallstruktur eine magnetokristalline Anisotropie entlang der Kristallachsen und durch Verspannungen im Kristallgitter eine magnetoelastische Anisotropie verursacht. Die Anisotropie ist, unabhängig von ihrer mikroskopischen Ursache, der Symmetrie des Systems angepasst. Für dünne Filme ist die Symmetrie zweizählig, so dass sie durch eine uniaxiale Anisotropie beschrieben wird [67]. Sowohl durch die Form und das Wachstum dünner Filme, als auch durch die Grenzflächen ist die ausgezeichnete Richtung die Probenormalen, da entlang dieser Richtung eine Symmetriebrechung des Systems vorliegt. Im Fall von Kobalt, das in der c -Richtung des hexagonalen Gitters wächst, wirkt auch die Kristallanisotropie entlang der Probenormalen. Die in dieser Arbeit untersuchten Filme sind polykristallin, so dass bei makroskopischen Messungen über alle Kristallrichtungen, das heißt, alle leichten Richtungen der Kristallanisotropie die in der Probenebene auftreten, gemittelt wird.

Die Energiedichte wird bei einer uniaxiale Anisotropie durch eine Fourier-Entwicklung mit dem Winkel Θ zur Probenormalen

$$E/V = K_1 \sin^2 \Theta + K_2 \sin^4 \Theta \quad (2.1)$$

beschrieben [67]. Sind die Anisotropiekonstanten erster Ordnung K_1 und zweiter Ordnung K_2 positiv, wird jeweils eine leichte Magnetisierungsrichtung entlang der Probenormalen bevorzugt. In der Anisotropie erster Ordnung muss neben magnetokristalliner und magnetoelastischen Beiträgen die Formanisotropie bzw. Anisotropie K_D durch das entmagnetisierende Feld mit $K_D = -\frac{\mu_0}{2} M_S^2$ berücksichtigt werden. Im folgenden werden deshalb die Anisotropie erster Ordnung und die Formanisotropie zur effektiven Anisotropie erster Ordnung

$$K_{1,\text{eff}} = K_1 - \frac{\mu_0}{2} M_S^2 \quad (2.2)$$

zusammengefasst. In der Auftragung der Anisotropie zweiter Ordnung gegen die effektive Anisotropie erster Ordnung (Abb. 2.1) sind die Bereiche mit leichter

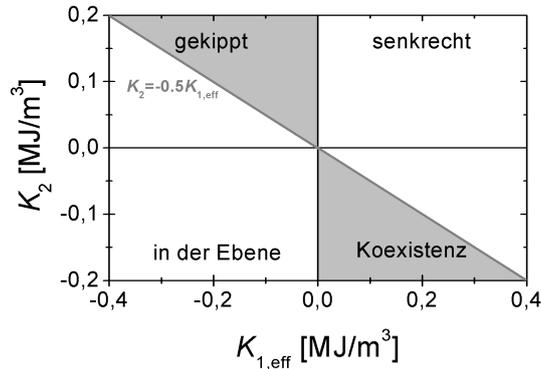


Abbildung 2.1.: Bereiche der leichten Magnetisierungsrichtung in der Auftragung der Anisotropie zweiter Ordnung mit der effektiven Anisotropie erster Ordnung [68]. Die Bereiche der gekippten Magnetisierung und der Koexistenz senkrechter und in der Ebene leichter Magnetisierung sind grau gefüllt.

Magnetisierung senkrecht und in der Ebene und die Übergangsbereiche zwischen senkrechter und in der Ebene leichter Magnetisierung gezeigt [68, 69].

Bei unterschiedlichen Vorzeichen der Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung sind im Bereich $|K_{1,\text{eff}}| < 2|K_2|$ (grau in Abb. 2.1) leichte Richtungen der Magnetisierung zu erwarten, die weder senkrecht noch in der Probenebene liegen [67, 68]. Bei einer positiven Anisotropie zweiter Ordnung K_2 und negativer effektiven Anisotropie erster Ordnung $K_{1,\text{eff}}$ mit $K_{1,\text{eff}} < -2K_2$ wird eine gegen die Probennormale gekippte leichte Magnetisierungsrichtung gefunden [68, 69]. Dieses Verhalten wird etwa für Kobalt auf Platin und Palladium (111)-Oberflächen beobachtet [70]. Auf den Bereich einer gekippten Magnetisierung (*canting*) und die dazugehörigen Magnetisierungskurven in einem äußeren Feld wird bei der Diskussion der entsprechenden experimentellen Ergebnisse (v.a. Abschnitt 3.1.3) weiter eingegangen. Mit umgekehrten Vorzeichen der Anisotropiekonstanten können sowohl die senkrechte als auch die Richtung in der Ebene gleichzeitig auftreten, das heißt eine Koexistenz der Magnetisierungsrichtungen wird beobachtet. Durch ein äußeres Feld wird die Magnetisierung im Bereich der Koexistenz parallel zum Feld ausgerichtet [71, 72]. Die Koexistenz von leichten Magnetisierungsrichtungen senkrecht zur und in der Probenebene konnte für Kobalt auf Gold (111)-Oberflächen nachgewiesen werden [73, 74].

Im Folgenden wird die Ummagnetisierung und die Bestimmung von Anisotropiekonstanten am Beispiel einer senkrechten leichten Magnetisierungsrichtung erläutert. In der leichten Richtung wird eine Hysterese beobachtet, bei der die Remanenz (Magnetisierung bei $\mu_0 H = 0$) gleich der Sättigung ist (Abb. 2.2a). Außerdem ist das Nukleationsfeld von Domänen, bei dem die Magnetisierung beginnt von der Sättigung abzuweichen, das Koerzitivfeld, bei dem der Nulldurchgang der Magnetisierung beobachtet wird und das Sättigungsfeld, bei dem die Magnetisierung in die Sättigung übergeht, mit etwa 12,5 mT gleich groß (Abb. 2.2a). Dieses Ummagnetisierungsverhalten wird als rechteckige Hysterese bezeichnet. Wird

ein Feld entlang der schweren Richtung angelegt, dreht sich die Magnetisierung kohärent aus der leichten in die schwere Richtung und ergibt damit einen reversiblen Verlauf mit dem angelegten Feld (Abb. 2.2b).

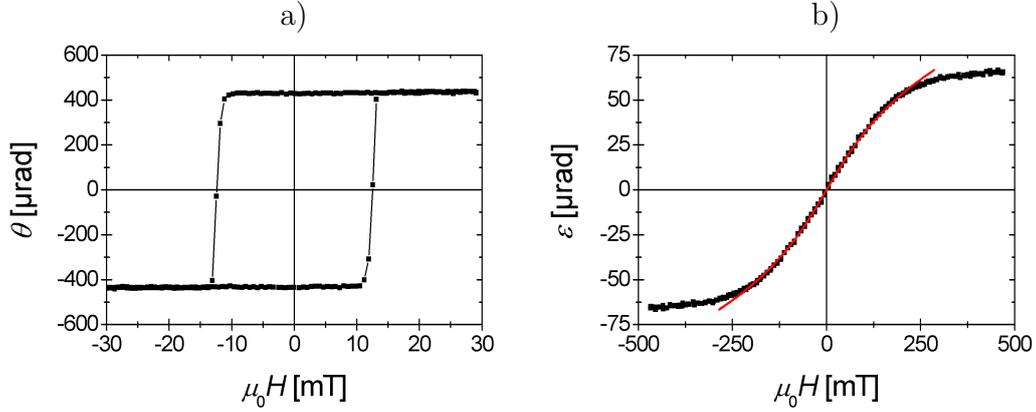


Abbildung 2.2.: Ummagnetisierungskurven eines mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellten $\text{Pt}_3 \text{ nm}/\text{Co}_{0,7} \text{ nm}/\text{Pt}_7 \text{ nm}$ -Films. a) Messung in einem senkrechten Feld (polare Kerr-Rotation) und b) in einem Feld in der Probenebene (longitudinale Kerr-Elliptizität). In b) ist eine Anpassung der schweren Ummagnetisierungskurve mit den Anisotropien erster und zweiter Ordnung gezeigt (Linie).

In einem äußeren Feld muss in der Energiedichte die Zeemann-Energie berücksichtigt werden. Die Energiedichte wird mit Gl. 2.1 und 2.2 zu

$$E/V = K_{1,\text{eff}} \sin^2 \Theta + K_2 \sin^4 \Theta - \mu_0 H M_S \cos \Psi, \quad (2.3)$$

mit Ψ , dem Winkel zwischen angelegtem Feld H und der Magnetisierungsrichtung. Zur Bestimmung der Magnetisierungsrichtung in Abhängigkeit des angelegten Feldes wird die Energiedichte in Abhängigkeit vom Winkel der Magnetisierung gegen die Probennormale Θ minimiert. Bei einem Feld, dass in der Probenebene angelegt wird ($\Psi = \pi/2 - \Theta$), ergibt die Minimierung der Energiedichte

$$\begin{aligned} 2K_{1,\text{eff}} \cos \Theta \sin \Theta + 4K_2 \sin^3 \Theta \cos \Theta &= \mu_0 H M_S \cos \Theta \\ \Rightarrow \frac{2K_{1,\text{eff}}}{M_S} m_{\parallel} + \frac{4K_2}{M_S} m_{\parallel}^3 &= \mu_0 H, \end{aligned} \quad (2.4)$$

das Magnetfeld $\mu_0 H$ als Funktion der relativen Magnetisierung m_{\parallel} des Films in der Probenebene ($m_{\parallel} = M_{\parallel}/M_S = \sin \Theta$). Die relative Magnetisierung m wird bei MOKE-Messungen durch das relative Kerr-Signal ϵ/ϵ_S und θ/θ_S bestimmt, da die Kerr-Signale jeweils proportional zur Magnetisierung sind (Abschnitt 2.3.1). Zur Bestimmung der Anisotropiekonstanten kann der Verlauf des Magnetfeldes mit der Magnetisierung $H(m)$, das heißt, der inverse Verlauf der Magnetisierung, angepasst werden. Eine typische Magnetisierungskurve mit angepasster Magnetisierung ist in Abb. 2.2b gezeigt. Die Steigung und die Krümmung des angepassten

Verlaufs stimmt für Magnetfelder bis etwa 200 mT gut mit der gemessenen Magnetisierungskurve überein. Bei höheren Feldern weicht der angepasste Verlauf von der Messung ab, da Inhomogenitäten oder sogar Domänen und Domänenände auftreten, deren Verhalten in Gl. 2.4 nicht berücksichtigt wird. Aus Ummagnetisierungskurven mit einer relativen Magnetisierung werden die Anisotropiekonstanten als Vielfache der Sättigungsmagnetisierung M_S bestimmt (siehe Gl. 2.4). Für eine Umrechnung in Energiedichten wird als Sättigungsmagnetisierung der Wert von Volumenkobalt $M_S = 1,4 \times 10^6$ A/m benutzt [75].

Für eine leichte Magnetisierungsrichtung in der Ebene wird die Anisotropie aus der schweren senkrechten Richtung bestimmt. Durch das senkrechte Magnetfeld ändert sich Gl. 2.4 zu

$$\begin{aligned} 2K_{1,\text{eff}} \cos \Theta \sin \Theta + 4K_2 \sin^3 \Theta \cos \Theta &= -\mu_0 H M_S \sin \Theta \\ \Rightarrow \frac{2K_{1,\text{eff}}}{M_S} m_{\perp} + \frac{4K_2}{M_S} (1 - m_{\perp}^2) m_{\perp} &= -\mu_0 H, \end{aligned} \quad (2.5)$$

mit der relativen Magnetisierung senkrecht zur Probenebene $m_{\perp} = M_{\perp}/M_S = \cos \Theta$. Das Verhalten von $H(m)$ ist bei schweren Magnetisierungsrichtungen senkrecht zur und in der Probenebene qualitativ gleich, es ändern sich jedoch die Bedeutung der Anisotropiekonstanten für den Verlauf der Magnetisierung. Dies wird besonders deutlich, wenn Gl. 2.5 nach der Ordnung von m_{\perp} umgeformt wird:

$$-\left(\frac{2K_{1,\text{eff}}}{M_S} + \frac{4K_2}{M_S} \right) m_{\perp} + \frac{4K_2}{M_S} m_{\perp}^3 = \mu_0 H. \quad (2.6)$$

Bei einer schweren Magnetisierungsrichtung in der Probenebene ist die Steigung des Magnetfeldes $d(\mu_0 H)/dm_{\parallel}|_{m=0} = 2K_{1,\text{eff}}/M_S$ im Ursprung nur von der Anisotropie erster Ordnung abhängig. Die Steigung im Ursprung $d(\mu_0 H)/dm_{\perp}|_{m=0} = -2(K_{1,\text{eff}} + 2K_2)/M_S$ wird bei einer senkrechten schweren Richtung durch die Anisotropie zweiter Ordnung mitbestimmt.

Bisher wurde davon ausgegangen, dass bei einer Messung in der schweren Richtung die Magnetisierung in der leichten Richtung keinen Beitrag zum Messsignal gibt bzw. nur die Magnetisierung in der schweren Richtung gemessen wird. Der MOKE ist jedoch auf alle Magnetisierungsrichtungen sensitiv, so dass eine Magnetisierung in der leichten Magnetisierungsrichtung ebenfalls nachgewiesen wird. Magnetisierungskurven ohne leichte Magnetisierungskomponenten werden häufig gefunden (Abb. 2.2b). Dabei zerfällt die Magnetisierung nach dem Aufmagnetisieren in der schweren Richtung in Domänen der leichten Richtung und verschwindet in der Summe. Ist das Koerzitivfeld in der leichten Richtung klein, kann bereits bei einer geringen Fehlorientierung des Feldes zur schweren Richtung eine Überlagerung aus der leichten Richtung gefunden werden (Abb. 2.3). Die Magnetisierungskomponente in der leichten Richtung wird dabei umgeschaltet, während die Magnetisierung in die schwere Richtung gedreht wird, wie durch die Pfeile in Abb. 2.3b angedeutet wird. Dieser Schaltvorgang findet statt, wenn die Projektion des Feldes auf die leichte Richtung den Wert des Koerzitivfeldes in der leichten

Richtung annimmt. Ohne äußeres Feld ist die Magnetisierung komplett entlang der leichten Richtung ausgerichtet, wie an einem Vergleich des Sättigungssignals im senkrechten Feld (Abb. 2.3a) und dem Kerr-Signal ohne äußeres Feld in der Überlagerung der schweren und leichten Richtung (Abb. 2.3b) zu erkennen ist. Der Winkel α zwischen dem äußeren Feld und der schweren Magnetisierungsrichtung in der Probenebene kann aus dem Verhältnis der Schaltfelder parallel und senkrecht zur leichten Richtung H_{\parallel}/H_{\perp} bestimmt werden. Diese Felder betragen hier $\mu_0 H_{\parallel} \leq 0,8 \text{ mT}$ und $\mu_0 H_{\perp} \approx 23 \text{ mT}$ (Abb. 2.3). Die Fehlorientierung des äußeren Magnetfeldes gegen die schwere Magnetisierungsrichtung kann durch $\sin \alpha = H_{\parallel}/H_{\perp} \leq 0,8/23$ zu $\alpha \leq 2^\circ$ abgeschätzt werden. Da die Orientierung der Probe zur Untersuchung der schweren und leichten Magnetisierungsrichtungen zwischen parallel und senkrecht angelegtem Magnetfeld geändert werden muss, sind Winkelabweichungen in der Größenordnung 1° mit dem aktuellen MOKE-Aufbau unvermeidlich.

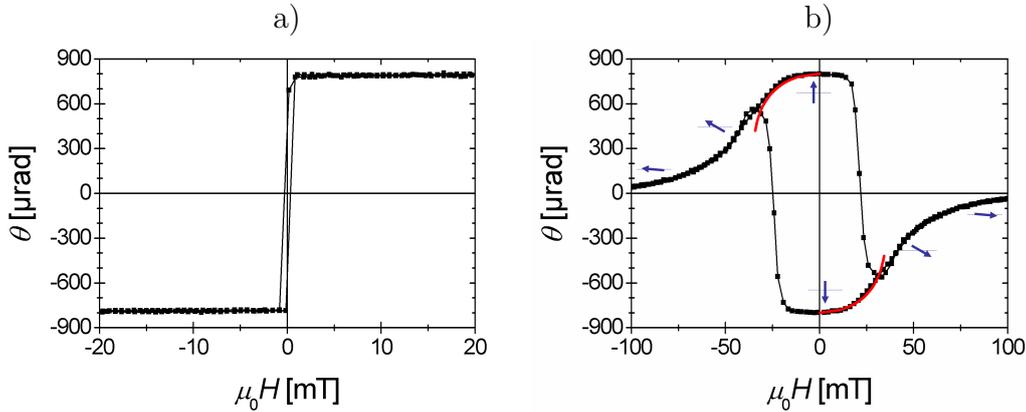


Abbildung 2.3.: Hysteresen eines mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellten $\text{Pt}_{1,6 \text{ nm}}/\text{Co}_{0,5 \text{ nm}}/\text{Pt}_{4 \text{ nm}}$ -Films. a) Messung in einem senkrechten Feld (polare Kerr-Rotation) und b) in einem Feld nahe an der Probenebene (polare und longitudinale Kerr-Rotation). In b) ist eine Anpassung der Drehung aus der leichten Richtung mit den Anisotropien erster und zweiter Ordnung gezeigt (Linie) und die Magnetisierungsrichtung zur Probenebene durch Pfeile angedeutet.

Zur Bestimmung der Anisotropie aus einer Messung mit Überlagerung aus der leichten Magnetisierungsmessung kann das Kerr-Signal in der schweren Richtung durch eine Messung mit inversem Strahlengang isoliert werden [76]. Bei der Messung in der schweren Richtung in Abbildung 2.3b ist die Magnetisierung in Remanenz vollständig parallel zur leichten Richtung und die Kerr-Rotation in der leichten Richtung ist mehr als zwanzigmal größer als die Kerr-Rotation in der schweren Richtung. Ein ähnlich hohes Verhältnis zwischen polaren und longitudinalen Kerr-Signalen wird für alle Co/Pt-Filme gefunden. Die Überlagerung von longitudinalen und polaren Signalen kann also bei einer leichten Magnetisierungsrichtung in der Probenebene vernachlässigt werden.

Bei Proben mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung kann die Drehung der Magnetisierung aus der leichten Richtung zur Bestimmung der Anisotropiekonstanten verwendet werden. Die Minimierung der Energie ist identisch zu Gl. 2.4. Allerdings wird statt der Magnetisierung in der Ebene $m_{\parallel} = M_{\parallel}/M_S$ die senkrechte Magnetisierung $m_{\perp} = M_{\perp}/M_S$ gemessen. Dadurch wird die Magnetisierung durch

$$\frac{2K_{1,\text{eff}}}{M_S} \sqrt{1 - m_{\perp}^2} + \frac{4K_2}{M_S} (1 - m_{\perp}^2)^{3/2} = -\mu_0 H \quad (2.7)$$

angepasst, wie in Abb. 2.3b zu gezeigt ist. Diese Anpassung gilt für kleine Winkel der Magnetisierung gegen die leichte Richtung und wird mit zunehmender Magnetisierung in der Ebene ungültig, da dann zusätzlich das zunehmende longitudinale Signal und eine zunehmende Abweichung von einer kohärenten Drehung der Magnetisierung berücksichtigt werden muss.

Bei ultradünnen Filmen ist neben der bereits eingeführten Formanisotropie auch die Grenzflächenanisotropie durch Symmetriebrechung an der Grenzfläche [77] oder magnetoelastische Beiträge durch pseudomorphes Wachstum der ersten Atomlagen [78] zu berücksichtigen. Im Folgenden wird das Verhalten der Anisotropie erster Ordnung mit der Kobaltdicke t_{Co} diskutiert. Für die Anisotropie zweiter Ordnung wird das gleiche Verhalten wie für die Anisotropie erster Ordnung erwartet, wobei es in der Anisotropie zweiter Ordnung keine Formanisotropie gibt. Die effektive Anisotropie erster Ordnung

$$K_{1,\text{eff}} = 2K_{1S}/t_{\text{Co}} + K_{1V,\text{eff}} \quad (2.8)$$

setzt sich aus Grenzflächen- K_{1S} und effektiver Volumenanisotropie $K_{1V,\text{eff}}$ zusammen [52]. Die Formanisotropie $-\frac{\mu_0}{2} M_S^2$ bevorzugt eine leichte Magnetisierung in der Ebene. Die Formanisotropie von Kobaltfilmen ist mehr als einen Faktor 2 größer als die Kristallanisotropie von Kobalt. Für ultradünne Filme mit einer Kobaltdicke unter 1-2 nm kann die Grenzflächenanisotropie K_S entscheidend werden. Die Grenzflächenanisotropie kann eine positive Summe der Anisotropiebeiträge in Gl. 2.8 und dadurch eine senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung verursachen [52, 60, 79]. Für dünne Filme ist die Anisotropieenergie pro Fläche $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ durch

$$t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}} = 2K_{1S} + t_{\text{Co}}K_{1V,\text{eff}} \quad (2.9)$$

gegeben. Die Grenzflächenanisotropie K_{1S} und die effektive Volumenanisotropie $K_{1V,\text{eff}} = K_{1V} - \frac{\mu_0}{2} M_S^2$ können also durch eine lineare Anpassung des Verlaufs von $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ mit der Kobaltdicke t_{Co} getrennt werden.

2.1.2. Schaltverhalten von dünnen Filmen und Nanostrukturen

Das Koerzitivfeld oder Schaltfeld eines Ferromagneten ist durch den Nulldurchgang beim Schalten der Magnetisierung in einer Ummagnetisierungskurve gegeben. Für Filme wird das Schalten der Magnetisierung bei statischen Messungen durch Nukleation von Domänen und Domänenwandbewegung bestimmt.

Das Koerzitivfeld wird dabei stark von strukturellen Eigenschaften wie Defekten im Wachstum und Kristallitgrößen bestimmt [67]. Wegen der vielfältigen Einflüsse auf die Koerzitivfelder wird in dieser Arbeit die Anisotropie der Filme zur Beschreibung der magnetischen Eigenschaften dünner Filme verwendet und das Koerzitivfeld nur am Rande diskutiert. Bei der Strukturierung der Filme werden Lochgitter, das heißt, Übergitter aus Löchern in einem magnetischen Film, die wenige 10 nm groß sind erzeugt. Dabei ist zu erwarten, dass die Löcher im Film die Domänenwandbewegung während des Schaltvorgangs behindern und gleichzeitig als Nukleationszentren für magnetische Domänen wirken [48, 80]. Für die Ummagnetisierung verursacht dieses Verhalten eine gescherte Hysterese, das heißt, eine Hysterese, bei der ein deutlicher Anstieg der Feldstärke von Nukleations- zu Koerzitiv- und Sättigungsfeld beobachtet wird.

Punktgitter bestehen aus einzeln stehenden magnetischen Partikeln. Die magnetischen Partikel sind eindomänig, wenn sie kleiner als charakteristische Längen der Magnetisierung sind [67, 81]. Für Co/Pd-Multilagen wird ein Übergang zu eindomänigen Strukturen bei einem Durchmesser von etwa 100 nm gefunden [40, 82]. Das Schaltverhalten eindomäniger Partikel wird durch das Stoner-Wohlfarth-Modell beschrieben [67, 83]. Im Stoner-Wohlfarth-Modell wird bei einer Temperatur von 0 K ein Schalten in der leichten Magnetisierungsrichtung bei dem Anisotropiefeld $H_A = 2K/M_S$ mit $K = K_{1,\text{eff}} + K_2$ erwartet [67]. Ist die thermische Energie $k_B T$ mit der Anisotropieenergie KV vergleichbar, wird das Schalten der Partikel durch thermische Anregung unterstützt und das Schaltfeld reduziert [84]. Das Schaltfeld bei Raumtemperatur wird mit Hilfe des Sharrock-Formalismus [85] mit einer Häufigkeit von Schaltversuchen f_0 und der Messdauer für eine Ummagnetisierungskurve t_H durch

$$\mu_0 H_C = \frac{2K}{M_S} \left[1 - \sqrt{\frac{k_B T}{KV} \ln(f_0 t_H)} \right] \quad (2.10)$$

beschrieben. Das Schaltfeld fällt sowohl mit steigender Temperatur als auch Messdauer. Für magnetische Partikel mit einer Anisotropieenergie KV , die weniger als vierzigmal so groß wie die thermische Energie $k_B T$ ist, wird das superparamagnetische Limit für Speichermedien erreicht [11]. Das heißt, die Wahrscheinlichkeit eines Umschaltens der Partikel innerhalb von 10 Jahren ist größer als 5%. Im Schaltfeld nach der Berechnung im Sharrock-Formalismus zeigt sich das superparamagnetische Limit durch ein negatives Schaltfeld. Bei einer Messung mit 50 s Messdauer wird, unter der Annahme einer Häufigkeit von Schaltversuchen von 10 GHz [82, 84], ein verschwindendes Koerzitivfeld bei $\frac{KV}{k_B T} \approx 27$ gefunden. Unterhalb des superparamagnetischen Limits wird sowohl in der schweren als auch in der leichten Magnetisierungsrichtung eine reversible Magnetisierung der Partikel beobachtet. Die superparamagnetischen Partikel schalten dabei in der leichten Magnetisierungsrichtung schneller als die Messdauer um und die Magnetisierung muss durch ein äußeres Feld stabilisiert werden.

2.2. ECR- und Magnetron-Zerstäuben zur Herstellung dünner Filme

Für die Herstellung magnetischer Nanostrukturen mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung werden Co/Pt-Multilagen verwendet, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben und Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurden. ECR-Ionenstrahlzerstäuben wurde benutzt, da Filme mit vom Substrat unabhängigen magnetischen Eigenschaften hergestellt werden können, wie in einer vorhergehenden Arbeit [86] gezeigt wurde. Magnetron-Plasmazerstäuben ist für Multilagen mit hoher senkrechter Anisotropie gut etabliert [55, 60]. Alle Filme in dieser Arbeit wurden auf einem Silizium (001) Substrat mit natürlichem Oxid gewachsen. Die Depositionsraten liegen bei beiden Methoden zwischen 0,05 und 0,07 nm/s für Platin und zwischen 0,03 und 0,04 nm/s für Kobalt.

Die Filme sind wie im Folgenden beschrieben aufgebaut (siehe Abb. 2.4a). Zunächst wird, meist mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben, eine Platin-Wachstumslage deponiert. Sie dient dazu den Film in Platin-Kristallstruktur mit einer bevorzugten Kristallrichtung (Textur) zu wachsen. Danach wird eine Kobaltlage deponiert. Die weiteren Kobaltlagen werden durch Platin-Zwischenlagen magnetisch und räumlich getrennt. Die Multilage wird mit einer Platin-Decklage abgeschlossen, um sie vor Kontamination an Luft zu schützen.

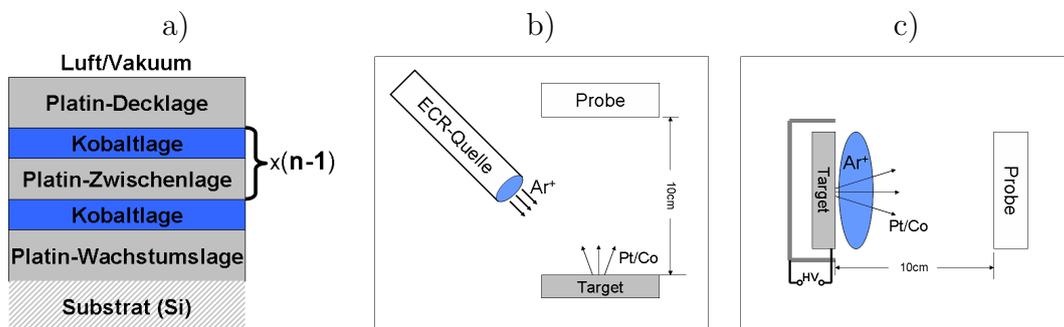


Abbildung 2.4.: a) Schematischer Aufbau der $(\text{Co/Pt})_n$ -Multilagen. Die Bezeichnungen der unterschiedlichen Kobalt- und Platinlagen sind hier eingeführt. b,c) Schematische Darstellung der in dieser Arbeit verwendeten Techniken zum Ionenzerstäuben. b) Beim ECR-Ionenstrahlzerstäuben werden Argonionen in einer Ionenkanone erzeugt und auf das Kobalt- und Platin-Target geschossen. c) Beim Magnetron-Plasmazerstäuben werden die Argonionen direkt vor den Targets erzeugt. Die Probe ist bei beiden Techniken etwa 10 cm von den Targets entfernt.

Das Ionenstrahlzerstäuben basiert auf der Erzeugung von Argonionen in einer ECR-Ionenquelle (Elektronen-Zyklotronresonanz) [87]. Die Ionen werden vom Kobalt- und Platintarget durch eine Hochspannung auf das geerdete Target beschleunigt und zerstäuben dort das Targetmaterial (Abb. 2.4b). Die Energie der Argonionen bei der ECR-Technik kann relativ frei gewählt werden. Sie wurde in

dieser Arbeit auf 1,2 keV festgelegt um einen möglichst parallelen Ionenstrahl und eine Depositionsrates im Bereich von 0,1 nm/s zu erreichen. Die Targets bestehen aus einem Kobaltblech und einem Platinblech, die auf den beiden Seiten eines Targethalters aus Stahl befestigt sind. Die Targets haben eine Fläche von jeweils $5 \times 5 \text{ cm}^2$, die etwas größer als die Fläche des Ionenstrahls am Ort der Targets ist. Dadurch wird verhindert, dass Atome von den Wänden der Vakuumkammer zerstäubt werden und die Filme verunreinigen. Zum Wechsel zwischen der Deposition von Kobalt auf Platin wird das Target um eine Achse in der Ebene der Targets gedreht. Für Details des Aufbaus siehe Ref. [86].

Beim Magnetron-Plasmazerstäuben wird das Argonplasma direkt vor dem Target erzeugt. Das runde Target ist von einer zylindrischen Hülse umgeben, die geerdet ist, und wird auf eine negative Hochspannung gelegt, wodurch die Argonionen aus dem Plasma auf das Target beschleunigt werden (Abb. 2.4c). Beim hier verwendeten Gleichspannungs-Magnetron-Plasmazerstäuben wird durch die Hochspannung gleichzeitig die Energie zur Aufrechterhaltung des Plasmas geliefert. Bei der Magnetron-Technik ist die Ionenenergie durch den Arbeitsdruck p_w und die Ionenstrom I_{Ar} am Target festgelegt. Diese beiden Größen werden während der Deposition konstant gehalten ($p_w = 3,3 \times 10^{-3} \text{ mbar}$, $I_{Ar} = 30 \text{ mA}$ für Platin und 50 mA für Kobalt). Die Energie der Argonionen liegt unter diesen Bedingungen je nach Abnutzung der Targets zwischen 350 und 450 eV. Das Plasma wird durch das Streufeld einer zylindersymmetrischen Magnetanordnung hinter dem Target stabilisiert und vor dem Target gehalten (für Details siehe zum Beispiel Ref. [88] und [89]). Magnetische Targets schirmen bei den hier verwendeten Magnetron-Quellen mit 2,5 cm Durchmesser das Magnetfeld stark ab, so dass bereits ab Dicken der Kobalttargets von etwa 1 mm das Plasma nicht durch das Magnetfeld stabilisiert werden kann. Deshalb wurden 0,5 mm dicke Kobaltbleche verwendet, mit dem Nachteil, dass sie nach einer Betriebsdauer von etwa 3-4 Stunden verbraucht sind.

Beide Depositionsmethoden werden im Ultrahochvakuum bei einem Basisdruck unterhalb von $2 \times 10^{-9} \text{ mbar}$ angewendet. Die Targets sind jeweils etwa 10 cm vom Probenort entfernt angebracht. Die Depositionsrates wird während der Deposition durch den Ionenstrom und die Ionenenergie kontrolliert. Der Zusammenhang zwischen Ionenstrom, Ionenenergie und Depositionsrates wird durch energieaufgelöste Röntgenspektroskopie an einem Raster-Elektronenmikroskop kalibriert. Dazu wird die Abhängigkeit der Intensität der elementspezifischen Röntgen-Emissionslinien von der Filmdicke genutzt um die Dicke von Referenzproben zu bestimmen.

Die wichtigsten Unterschiede zwischen Magnetron- und ECR-Technik sind die Energie der beteiligten Argonionen (siehe oben) und der Ort des Argonplasma. Das Argonplasma brennt bei der ECR-Technik in einer Ionenquelle, die etwa 10 cm entfernt von Target und Probe montiert ist. Der Argon-Druck wird vor allem lokal erhöht und kann im Rest der Vakuumkammer mit $1,5 \times 10^{-4} \text{ mbar}$ gering gehalten werden. Bei der Magnetron-Technik wird das Plasma zwischen Target und Probe gezündet, so dass der Arbeitsdruck in der Kammer für ein stabil brennendes

Plasma, bei typischerweise $\approx 3 \times 10^{-3}$ mbar, ausreichen muss. Im Druckbereich zwischen $1,5 \times 10^{-4}$ mbar und 3×10^{-3} mbar wird die mittlere freie Weglänge der Atome und Ionen im Gas von 40 cm auf 2 cm reduziert [90], also im Bereich des Abstandes Probe-Target von etwa 10 cm. Deshalb können Änderungen der Eigenschaften der Filme durch eine zunehmende Thermalisierung der beteiligten Teilchen mit dem Arbeitsdruck erklärt werden.

2.3. Experimentelle Methoden zur Untersuchung magnetischer Eigenschaften

Die magnetischen Eigenschaften von Co/Pt-Multilagenn und Nanostrukturen werden integral mit dem magnetooptischen Kerr-Effekt (MOKE) und ortsaufgelöst mit dem Rasterelektronenmikroskop mit Polarisationsanalyse (SEMPA) untersucht, die in diesem Abschnitt kurz beschrieben werden.

2.3.1. Theoretische Grundlagen und Aufbau des MOKE

Die magnetischen Eigenschaften von Co/Pt-Multilagenn und -Nanostrukturen werden mit Hilfe des magnetooptischen Kerr-Effekts (MOKE) untersucht. John Kerr entdeckte 1877 die Drehung der Polarisationsrichtung von Licht bei der Reflexion an polierten ferromagnetischen Oberflächen [91]. Der Kerr-Effekt wird vor allem seit der zunehmenden Bedeutung magnetischer dünner Filme zur integralen Messung der magnetischen Eigenschaften verwendet [67, 92]. Zur Untersuchung dünner Filme ist die geringe Eindringtiefe des Lichts in metallische Filme von wenigen 10 nm ein entscheidender Vorteil, weshalb der Kerr-Effekt für ultradünne Filme auch als Oberflächen-MOKE (SMOKE) bezeichnet wird [92, 93]. Die hohe Oberflächenempfindlichkeit des MOKE erlaubt die Messung von Ummagnetisierungskurven für ultradünne magnetische Filme mit einer Dicke unterhalb von einer Atomlage [94]. Der Kerr-Effekt wird neben integralen Messungen zur Abbildung magnetischer Domänen auf der Mikrometer-Skala (Kerr-Mikroskopie) [67] und zur Untersuchung der Magnetisierungsdynamik dünner Filme und Nanostrukturen verwendet [95].

Beim hier verwendeten MOKE-Aufbau wird senkrecht zur Reflexionsebene linear polarisiertes Licht E_s eingestrahlt und an der Oberfläche des magnetischen Films reflektiert (Abb. 2.5). Dabei wird die Polarisationsrichtung des Lichtes um die Kerr-Rotation θ gedreht und als elliptisch polarisiertes Licht mit der Kerr-Elliptizität ϵ reflektiert. In einem stark vereinfachten Bild kann die Drehung der Polarisationssebene des Lichts bei Reflexion durch eine Lorentzkraft auf die Elektronen erklärt werden. Dadurch wird die Schwingungsebene während der Reflexion durch die Magnetisierung der Probe gedreht. Sowohl die Kerr-Rotation als auch die Kerr-Elliptizität sind proportional zur Magnetisierung der Probe, wobei sowohl die Zusammensetzung und optischen Eigenschaften der Proben als auch

die Magnetisierungsrichtung in der Probe und der Einfallswinkel des Lichtes in die Proportionalitätskonstante zwischen Magnetisierung und Kerr-Signalen eingehen.

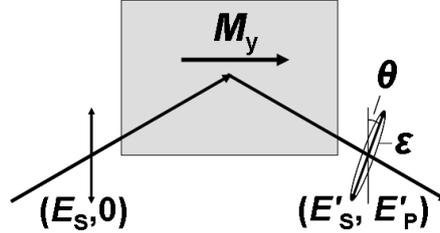


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung des longitudinalen Kerr-Effekt. Die Polarisationsebene des einfallenden Lichts (E_s : senkrecht zur Reflexionsebene) wird durch die Magnetisierung in der Probe gedreht (E'_p, E'_s).

In dieser Arbeit werden der longitudinale und polare Kerr-Effekt zur Untersuchung der magnetischen Eigenschaften der Filme und Nanostrukturen benutzt. Der longitudinale Kerr-Effekt ist auf eine Magnetisierung in der Reflexions- und der Probenebene sensitiv (Abb. 2.5). Der polare Kerr-Effekt ist der Nachweis einer Magnetisierung senkrecht zur Probenebene.

Der Kerr-Effekt wurde zuerst von Woldemar Voigt theoretisch behandelt [96]. Eine Beschreibung des Kerr-Effekts für dünne Filme aus magnetischen und nichtmagnetischen Lagen erfolgte durch Zak et al. [92, 93]. Die elektrischen Eigenschaften eines Festkörpers, und damit die Reflexion an der Oberfläche, werden durch den dielektrischen Tensor beschrieben [97]. Dieser Tensor wird durch eine 3×3 -Matrix beschrieben und ist für isotrope Medien ein Vielfaches der Einheitsmatrix. Durch eine Magnetisierung des Festkörpers treten zusätzlich Nebendiagonalelemente des dielektrischen Tensors auf, die in einem homogenen Medium proportional zur Voigt-Konstante Q und den relativen Magnetisierungen $m_i = M_i/M_S$ ($i = x, y, z$) sind [98]. Die Reflexion des Lichtes kann mit einem Matrixformalismus durch Reflexionsmatrizen für die Grenzflächen und Matrizen für die Ausbreitung des Lichts in den magnetischen und nichtmagnetischen Lagen eines Filmsystems beschrieben werden [92]. Mit Hilfe dieses Matrixformalismus wird die Reflexion an dünnen Filmen berechnet. Bei Einfall mit senkrechter Polarisation (E_s) ergibt sich die Summe der Kerr-Signale $\phi = \theta + i\epsilon$ aus dem Verhältnis der elektrischen Felder nach Reflexion senkrecht und parallel zur Reflexionsebene $\phi = E'_p/E'_s$.

Für ultradünne Filme sind die Kerr-Signale jeweils proportional zur Dicke der magnetischen Lagen, wobei nichtmagnetische Lagen und das Substrat die Proportionalitätskonstante zwischen Dicke der magnetischen Lagen und Kerr-Signal ändern. Das lineare Verhalten der Kerr-Signale mit der Lagendicke wird verwendet, um die Dicke der magnetischen Lagen zu überprüfen (Anhang A.1). Wenn die Magnetisierung in der schweren Richtung nicht gesättigt werden kann, wird die lineare Abhängigkeit von der Dicke der magnetischen Lagen verwendet, um Kerr-Signale zu extrapolieren.

Die MOKE-Untersuchungen in dieser Arbeit werden mit einem statischen Ellip-

someter [99] mit linear polarisiertem Licht eines Helium-Neon-Laser durchgeführt. Details zu den verwendeten Bauteilen des MOKE-Experiments sind in Anhang B dargestellt. Das Licht wird an einer magnetisierten Probenoberfläche mit einer Elliptizität ϵ und einer Rotation θ reflektiert. Zur Messung der Rotation wird das reflektierte Licht durch Minimierung der Intensität mit einem Polarisationsfilter, zur Messung der Elliptizität mit einer $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte und einem Polarisationsfilter, in Auslöschung gebracht. Danach wird der Polarisationsfilter um einen festen Winkel ϑ zwischen 6,23 mrad und 12,46 mrad verkippert, um zwischen unterschiedlichen Vorzeichen der Drehung der Polarisationssebene unterscheiden zu können. Ohne Verkippung des Polarisators wird die Intensität unabhängig von der Drehrichtung des Lichtes erhöht. Die Intensität nach dem Polarisator mit und ohne $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte kann mit Hilfe des Müller-Formalismus berechnet werden [99]. Die Intensität setzt sich jeweils aus trigonometrischen Funktionen der Kerr-Elliptizität und Kerr-Rotation zusammen und ist nicht analytisch nach diesen Größen lösbar [99, 100]. Für kleine Winkel $|\epsilon|, |\theta| \ll |\vartheta| \ll 1$ kann die Differenz der Intensität $I(\mu_0 H)$ bei positiven und negativen Magnetfeld linearisiert werden. Diese lineare Näherung kann bei Messungen mit $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte nach der Elliptizität und bei Messungen ohne $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte nach der Rotation zu

$$\epsilon, \theta = \frac{I(\mu_0 H) - I(-\mu_0 H)}{\bar{I} - I_0} \cdot \frac{\vartheta}{4} \quad (2.11)$$

aufgelöst werden. Die Elliptizität und Rotation ergeben sich aus der Intensität bei einem Feld $\mu_0 H$, der mittleren Intensität $\bar{I} = [I(\mu_0 H) + I(-\mu_0 H)]/2$ und der Intensität I_0 in Auslöschung. Die Elliptizität und Rotation werden mit Gl. 2.11 in Bogenmaß berechnet und in der Einheit μrad angegeben. Details zur Herleitung von Gl. 2.11 sind zum Beispiel in Ref. [100] zu finden. Durch die Verwendung des statischen Ellipsometers sind Drehungen der Polarisationssebene von unter $5 \mu\text{rad}$ nachweisbar. Typische Kerr-Signale der Co/Pt-Filme in dieser Arbeit sind zwischen wenigen $10 \mu\text{rad}$ für longitudinale Messungen an etwa $0,4 \text{ nm}$ dicken Kobaltlagen und $1\text{-}2 \text{ mrad}$ für dicke Kobaltlagen bzw. Multilagen mit hoher Lagenzahl. Bei Kerr-Signalen in der Größenordnung Milliradian können Nichtlinearitäten des Detektors eine deutliche Rolle spielen [100]. Die Nichtlinearität des Detektors für große Signale wird bei der Interpretation berücksichtigt und wenn nötig korrigiert.

Zusätzlich können Überlagerungen zwischen polaren und longitudinalen Kerr-Signalen auftreten (Abschnitt 2.1.1). Die einzelnen Kerr-Signale können durch eine Messung mit inversem Strahlengang getrennt werden [76]. Dabei wird die Einfallsrichtung des Lichts an der Probennormalen gespiegelt. Die Projektion der Magnetisierung in der Probenebene auf die Ausbreitungsrichtung des Lichtes, und damit das longitudinale Kerr-Signal, wechselt dadurch das Vorzeichen. Eine Magnetisierung senkrecht zur Probenebene hat jeweils die gleiche Projektion auf die Ausbreitungsrichtung des Lichtes und ändert sich deshalb beim inversen Strahlengang nicht [76, 101]. Der Mittelwert der beiden gemessenen Verläufe entspricht also dem polaren Signal, während die Differenz dem doppelten longitudinalen Si-

gnal entspricht [76].

2.3.2. Funktionsweise des Rasterelektronenmikroskops mit Polarisationsanalyse

Zum Verständnis der magnetischen Eigenschaften dünner Filme sind Untersuchungen der magnetischen Mikrostruktur entscheidend. Die magnetische Mikrostruktur wird mit einem Raster-Elektronenmikroskop mit Polarisationsanalyse (SEMPA oder spin-SEM) untersucht [102]. Die SEMPA-Untersuchungen in dieser Arbeit wurden von Christian Menk am Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg durchgeführt. Mit Hilfe des SEMPA können Domänenstrukturen mit einer Auflösung bis zu 5 nm untersucht werden [103]. Dabei wird die Spinpolarisation von Sekundärelektronen zur Abbildung der Magnetisierungsrichtungen an der Oberfläche genutzt [104]. Die Tiefe, aus der spinpolarisierte Elektronen austreten, ist sehr gering ($\lesssim 1$ nm), das heißt, das SEMPA ist sehr oberflächenempfindlich. Die Spinpolarisation der Elektronen wird durch Adsorbate auf der Oberfläche deutlich reduziert, so dass es notwendig ist im Ultrahochvakuum zu arbeiten. Für ex-situ präparierte Proben wird die Oberfläche entweder durch Ionenätzen gereinigt oder mit Eisen bedampft um eine magnetische Oberfläche ohne Adsorbate zu erzeugen [104]. Die Spin-Polarisation der Sekundärelektronen wird mit Hilfe der spinabhängigen Beugung von niederenergetischen Elektronen (LEED) an einer Wolfram (100) Oberfläche bestimmt [105]. Die Asymmetrie der Intensität gegenüberliegender $\langle 20 \rangle$ -Beugungsreflexe kann direkt als Kontrast zur orts aufgelösten Abbildung der Magnetisierungsrichtungen in der Detektorebene genutzt werden [105]. Mit Hilfe der Häufigkeitsverteilung (Histogramm) der Helligkeiten in den Asymmetriebildern wird der Nullpunkt der Asymmetrie bestimmt. Die vektorielle Domänenstruktur in der Probenebene wird mit Hilfe dieses Nullpunkts aus den beiden Asymmetriebildern bestimmt [104]. Durch eine Neigung der Probe ist der Spin-Detektor auch auf senkrechte Magnetisierungskomponenten sensitiv, für Details dazu siehe Ref. [E2]. Bei Proben mit gekippter leichter Magnetisierungsrichtung ist es durch diese SEMPA-Aufnahmen möglich die Verkippung der Magnetisierungsrichtung gegen die Filmmnormale aus dem 2D-Histogramm der SEMPA-Aufnahmen zu bestimmen und eine dreidimensionale Darstellung der magnetischen Mikrostruktur zu erstellen [E2].

2.4. Strukturuntersuchungen mittels Röntgenbeugung und -streuung

Die Struktur von Co/Pt-Multilagen wird mit Hilfe von Röntgenbeugung und Röntgenstreuung untersucht. Die Röntgenuntersuchungen an Co/Pt-Multilagen wurden an einem Seifert XRD 3003 PTS Röntgen-Diffraktometer von Dieter Lott am Institut für Werkstoffforschung des GKSS-Forschungszentrum in Geesthacht

durchgeführt. Die Kristallstruktur wird mit Röntgenbeugung bestimmt. Die Winkel der Beugungsreflexe ergeben sich aus der Bragg-Bedingung

$$2d \sin \Theta = n\lambda, \quad (2.12)$$

mit dem Abstand d der Gitterebenen, dem Beugungswinkel Θ und der Wellenlänge der Röntgenstrahlung λ . Die Messungen werden in Reflexionsgeometrie durchgeführt, weshalb der doppelte Beugungswinkel 2Θ angegeben wird. Platin besitzt eine kubisch flächenzentrierte (fcc) Kristallstruktur mit einer Gitterkonstanten der primitiven Einheitszelle von 0,392 nm [106]. Die Beugungsreflexe für kubisch flächenzentrierte (fcc) Kristalle treten nur in Kristallrichtungen mit komplett geraden oder ungeraden Miller-Indizes auf [107]. Bei Verwendung der Kupfer K_α -Linie ($\lambda = 0,154$ nm) beträgt der doppelte Beugungswinkel $39,8^\circ$ für die $\{111\}$ -Richtung von Platin. Kobalt tritt sowohl in kubisch als auch in hexagonal (hcp) dichtester Packung auf. Aufgrund der geringen Symmetrie treten bei hexagonalen Kristallen alle Kristallrichtungen außer ungeradzahligem vielfachen der $\{0001\}$ -Richtung als Reflexe auf [106]. Die niedrig indizierten Reflexe von Kobalt und Platin sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Durch einen Vergleich der Intensität der jeweiligen Beugungsreflexe kann der Grad der Textur der Filme abgeschätzt werden, wie in Abschnitt 3.4.1 gezeigt wird.

Pt (fcc)	(111): $39,8^\circ$	(200): $46,3^\circ$	(220): $67,5^\circ$
Co (fcc)	(111): $44,3^\circ$	(200): $51,6^\circ$	(220): $75,9^\circ$
Co (hcp)	(1000): $41,5^\circ$	(0002): $44,5^\circ$	(1001): $47,4^\circ$

Tabelle 2.1.: Doppelte Beugungswinkel 2Θ der Reflexe für die niedrig indizierten Kristallrichtungen in Kobalt und Platin bei der K_α -Linie von Kupfer (Gitterkonstanten aus Ref. [106]). Für Kobalt sind dabei jeweils die Werte für fcc und hcp Kristallstruktur angegeben. Die Indizierung von fcc ist wie üblich, für hcp wurde die überbestimmte Variante mit vier Richtungen gewählt (c-Achse vierter Index).

Auf einer Platinoberfläche mit $\langle 111 \rangle$ -Textur sind die beiden Reflexe $\{111\}$ für fcc- und $\{0002\}$ für hcp-Kobalt zu erwarten. Sie liegen mit $44,3^\circ$ (fcc) $44,5^\circ$ (hcp) so nahe zusammen, dass man in der hier gewählten Reflexionsgeometrie nur schwer zwischen hcp- und fcc-Kobalt unterscheiden kann, vor allem, da nicht bekannt ist, ob die Filme verspannt, mit von Volumenkobalt abweichender Gitterkonstante wachsen. Aus der Breite der Beugungsreflexe kann die Größe der Kristallite in den Filmen bestimmt werden. Mit sinkender Kristallitgröße sind weniger Atome an der Beugung beteiligt, so dass die Reflexbreite analog zur Linienbreite mit der Anzahl der Gitterlinien in einem optischen Strichgitter steigt. Die mittlere Kristallitgröße im Film d wird durch die Breite der Beugungsreflexe nach der Scherrer-Gleichung [106]

$$d = 0,9\lambda/(\omega_L \cos \Theta) \quad (2.13)$$

bestimmt (λ : Wellenlänge der Röntgenstrahlung, ω_L : Breite des Reflexes in Radiant und Θ : Beugungswinkel). Die Reflexe werden zur Bestimmung der Reflexbreite mit einer Lorentz-Verteilung angepasst.

Die magnetischen Eigenschaften von Co/Pt-Multilagen werden durch die Grenzflächen zwischen Kobalt und Platin bestimmt (Abschnitt 2.1.1). Die Eigenschaften der Grenzflächen werden durch Reflektometrie in Kombination mit der Untersuchung der diffusen Streuung der Filme untersucht [108]. Bei der Reflektometrie wird die Intensität der Röntgenstrahlung in Reflexion bei kleinen Streuwinkeln gemessen. Der Streuwinkel wird dabei in Form des Streuvektors $Q_z = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \Theta$ angegeben, so dass der Verlauf der Reflektivität nur implizit, durch wellenlängenabhängige Materialeigenschaften, von der Wellenlänge abhängt. Für streifenden Einfall wird eine Totalreflexion des Röntgenstrahls bis zum kritischen Winkel des Films beobachtet. Bei höheren Streuwinkeln sind Oszillationen der Reflektivität (*Kiessig-fringes*) zu erkennen, die durch die Gesamtdicke des Films und die Lagenstruktur entstehen, wie anhand der Messungen in Abschnitt 3.4.1 diskutiert wird.

Aus dem Verlauf der Reflektivität kann quantitativ die Dicke von diffusen Grenzflächen bestimmt werden. Eine Unterscheidung zwischen Rauigkeit und Durchmischung der Grenzflächen ist damit jedoch nicht möglich. Rauigkeit und Durchmischung zeigen stark unterschiedliche Einflüsse auf die diffuse Streuung der Röntgenstrahlung, die mit sogenannten *rocking scans* untersucht wird [108]. Im Gegensatz zu einer Rauigkeit verursacht eine Durchmischung der Grenzflächen keine diffuse Streuung [108]. Die Breite des spekulären Reflex im *rocking scans* nimmt mit steigender Rauigkeit zu [108]. Außerdem verursacht eine Rauigkeit der Oberfläche eine Zunahme dieser Breite mit zunehmendem Streuvektor Q_z der spekulären Reflexion. Die Intensität I der diffusen Streuung ist

$$I \propto \int [\exp(Q_z^2 C(\vec{r})) - 1] \exp(i\vec{Q}\vec{r}) d\vec{Q}, \text{ mit } \vec{Q} = \begin{pmatrix} Q_x \\ Q_y \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

und der Korrelationsfunktion $C(\vec{r}) = \langle h(0,0)h(\vec{r}) \rangle$ des Höhenverlaufes des Films $h(\vec{r})$. Eine normalverteilte Korrelation der Höhen $C(\vec{r}) = \sigma^2 \exp(-r^2/\xi^2)$ mit einer Standardabweichung der Höhe σ (RMS-Rauigkeit) und der Korrelationslänge ξ ist eine realistische Annahme [108, 109]. Gl. 2.14 ist ähnlich zu einer Fourier-Transformation und ist für eine Normalverteilung nicht analytisch lösbar [109]. Deshalb wurden die *rocking scans* zur Auswertung durch schnelle Fourier-Transformation (FFT) umgerechnet und die dadurch bestimmte Verteilung mit $\exp[Q_z^2 C(r)] - 1$ angepasst. Gl. 2.14 gilt streng genommen nur für eine Grenzfläche. Für Multilagen müssen zusätzliche Korrekturen für die Korrelation der Rauigkeit zwischen den Lagen eingefügt werden [110, 111]. Diese Korrekturen haben bei der Bestimmung der mittleren Rauigkeit des Films, wenn sie klein oder unkorreliert ist, keine Bedeutung.

3. Magnetische Eigenschaften von Co/Pt-Multilagen und Reorientierung der leichten Magnetisierungsrichtung

Einer der Schwerpunkte dieser Arbeit liegt in der Herstellung von Co/Pt-Multilagen mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung. Diese Filme dienen als Grundlage zur Herstellung von magnetischen Nanostrukturen. Für eine Charakterisierung der Nanostrukturen ist es von größter Bedeutung, die magnetischen Eigenschaften des zugrunde liegenden magnetischen Filmsystems gut zu kennen. Deshalb wird die magnetische Anisotropie der Filme detailliert untersucht. Außerdem ist es gerade für magnetische Nanopunkte mit einem Durchmesser unterhalb von 20 nm entscheidend, dass die magnetische Anisotropie des magnetischen Films möglichst hoch ist, um ein ferro- statt superparamagnetisches Verhalten bei Raumtemperatur zu erhalten. Für ein hohes magnetische Streufeld von Nanostrukturen ist es hingegen entscheidend ein möglichst großes Verhältnis der Dicken von Kobalt- und Platinlagen zu erreichen. Die Zielsetzung bei der Herstellung von Multilagen als Grundlage von magnetische Nanostrukturen ist demnach eine möglichst hohe Anisotropie und ein möglichst hohes Verhältnis von Kobalt- zu Platindicke bzw. einen guten Kompromiss aus beidem zu erreichen.

Dieses Kapitel ist nach den Herstellungsmethoden von Co/Pt-Multilagen gegliedert, nämlich zwei Depositionsmethoden mittels Ionenzerstäuben (ECR und Magnetron) und eine Methode, bei der die Wachstumslage mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben und die Multilage mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt werden. Für alle Depositionsmethoden wird zunächst die magnetische Anisotropie von Kobalt-Einzellagen untersucht (Abschnitte 3.1.1, 3.2.1 und 3.3.1). Für ECR-Ionenstrahlzerstäubung und die Kombination der ECR- und Magnetron-Zerstäubung wird danach auf die Eigenschaften von Multilagen eingegangen (Abschnitte 3.1.2, 3.1.3 und 3.3.2). Zum Abschluss werden die unterschiedlichen Filmsysteme bezüglich ihrer strukturellen und magnetischen Eigenschaften verglichen und die Ursachen für die Unterschiede im magnetischen Verhalten diskutiert (Abschnitt 3.4). Abhängigkeiten der Kerr-Signale von den Kobalt- und Platindicken und die magnetooptischen Eigenschaften der Co/Pt-Filme sind in Anhang A dargestellt.

Die Fehlerangaben in diesem Kapitel werden jeweils auf die gleiche Weise be-

stimmt. Die Anisotropiekonstanten werden jeweils mit statistischen Abweichungen aus Anpassungen der Magnetisierungskurven nach Abschnitt 2.1.1 angegeben. Wenn zur Bestimmung der Sättigungswerte die Kerr-Signale extrapoliert werden mussten, wurde die Extrapolation als mögliche Fehlerquelle berücksichtigt. Die Kobalt- und Platindicken werden jeweils mit einer relativen Ungenauigkeit zwischen den Messwerten, durch mögliche Abweichungen in der Depositionsdauer und der Depositionsrate der Quellen, angegeben. Zusätzlich tritt ein absoluter Fehler der Dickenkalibrierung von etwa 10% auf, der bei den einzelnen Messreihen die Gewichtung der Messwerte untereinander zugunsten der dünnsten Filme verschieben würde. Deshalb werden innerhalb einer Messreihe nur diese relativen Fehler der Dicken berücksichtigt. Die Grenzflächen- und Volumenanisotropie wird jeweils aus Verläufen von $t_{Co}K$ mit der Kobaltdicke bestimmt, mit einer Ungenauigkeiten von $t_{Co}K$ die aus den Fehlern von K und t_{Co} durch Fehlerfortpflanzung berücksichtigt werden. Die Grenzflächen- und Volumenanisotropie werden jeweils mit statistischen Abweichungen angegeben, der sich bei der Anpassung unter Berücksichtigung der Ungenauigkeiten der einzelnen Messpunkte $t_{Co}K(t_{Co})$ ergibt.

3.1. Magnetische Eigenschaften von Co/Pt-Filmen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden

Das erste Filmsystem, das in dieser Arbeit diskutiert wird, sind Co/Pt-Multilagen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden. Die auf diese Weise hergestellten Filme zeichnen sich durch eine starke $\langle 111 \rangle$ -Textur der Platin-Wachstumslage schon bei geringen Dicken unterhalb von 6 nm aus, wie bereits in vorgehenden Arbeiten gezeigt werden konnte [86]. Die stark ausgeprägte Textur schafft optimale Voraussetzungen für Kobaltfilme mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung, da in der [111]-Richtung von Platin sowohl die Grenzflächen- als auch die Volumenanisotropie von Co/Pt-Multilagen am höchsten ist [112].

3.1.1. Magnetische Anisotropie von Kobalt-Einzellagen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden

Die magnetischen Eigenschaften von Pt/Co/Pt-Filmen sind von der Dicke der Kobaltlagen abhängig, da mit der Kobaltdicke die Gewichtung von Grenzflächen- und Volumenanisotropiebeiträgen durchgestimmt wird. Die Dicke der Platin-Wachstumslage spielt unterhalb von 10 nm ebenfalls eine entscheidende Rolle, da mit abnehmender Dicke zum einen durch unvollständige Bedeckung des Substrat, zum anderen durch Änderungen der Textur der Wachstumslage die Anisotropiebeiträge beeinflusst werden können. Die oberste Platinlage (Decklage) dient zur Vermeidung von Oxidation des Kobalts an Luft und hat keinen dickenabhängigen Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften, sobald die Decklage geschlossen ist,

was ab etwa 1 nm Platindicke zu erwarten ist [113]. Die Dicke der Decklage wurde bei allen Filmen innerhalb einer Probenserie konstant gehalten, um eventuelle Einflüsse auf die magnetooptischen Signale zu vermeiden. In diesem Abschnitt ist die Dicke der Decklage 1,6 nm für alle Proben und damit dick genug um eine Oxidation der Proben zu verhindern. Einzelne Proben wurden zur Überprüfung des Schutzes vor Oxidation mehr als ein Jahr nach der Herstellung erneut untersucht, wobei keine Änderungen der magnetischen und magnetooptischen Eigenschaften im Vergleich zu Messungen am Tag der Herstellung beobachtet wurden.

Die magnetischen Eigenschaften der Filme als Funktion der Kobaltdicke t_{Co} und der Dicke der Platin-Wachstumslage $t_{\text{Pt-Buffer}}$ sind im magnetischen Phasendiagramm (Abb. 3.1) dargestellt. Für die dünnsten Kobaltlagen mit einer Dicke unterhalb von 0,4 nm ist ein Bereich zu beobachten, in dem die Filme noch nicht ferromagnetisch sind. Bei einer Dicke der Wachstumslage ab etwa 3 nm folgt mit zunehmender Kobaltdicke zwischen 0,4 und 0,7 nm ein Bereich mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung bevor die leichte Richtung mit zunehmender Kobaltdicke in die Ebene wechselt (Spin-Reorientierung). Anhand des Phasendia-

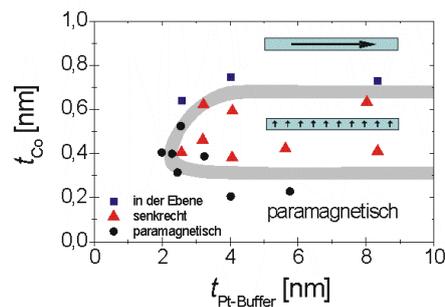


Abbildung 3.1.: Magnetisches Phasendiagramm von Pt/Co/Pt-Filmen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden. Abhängigkeit der leichten Magnetisierungsrichtung von der Platin-Wachstums- und Kobalt-Lagendicke.

gramms (Abb. 3.1) ist zu erkennen, dass bereits bei sehr dünnen Wachstumslagen mit 3 nm Dicke eine senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung möglich ist. Ab etwa 4 nm Platindicke ändert sich der Bereich der Kobaltdicke mit einer senkrechten leichten Magnetisierungsrichtung nicht mehr, das heißt, die positiven bzw. senkrechten Beiträge zur Grenzflächen- und Volumenanisotropie sind ab dieser Dicke der Wachstumslage voll ausgeprägt. Die Möglichkeit mit so dünnen Wachstumslagen zu arbeiten ergibt sich aus den Eigenschaften des ECR-Ionenstrahlzerstäubens [86]. Durch die Herstellung der Wachstumslage mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben ist es für eine hohe senkrechte Anisotropie der Filme nicht nötig, Wachstumslagen aus mehreren Materialien [114, 115] oder bis zu 100 nm dicke Platin-Wachstumslagen zu verwenden [116, 117].

Die magnetische Anisotropie wird zunächst für Filme mit einer Dicke der Wachs-

tumslage von 4 nm und Kobaltdicken zwischen 0,4 und 2,9 nm diskutiert (Abb. 3.2). Bei Kobaltdicken zwischen 0,4 und 0,7 nm wird eine positive Anisotropie und damit eine senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung beobachtet. Der Spin-Reorientierungsübergang in die Probenebene erfolgt bei einer Kobaltdicke von etwa 0,7 nm. Der Verlauf der Anisotropie mit der Kobaltdicke wird durch die Grenzflächenanisotropie $K_{1,S}$ und die Volumenanisotropie $K_{1,V}$ erster Ordnung der Filme bestimmt. Diese beiden Anisotropiebeiträge werden mit Hilfe des Verlaufs von $t_{Co}K_{1,eff}$ mit der Kobaltdicke t_{Co} untersucht (Abb. 3.2). Die lineare Anpassung

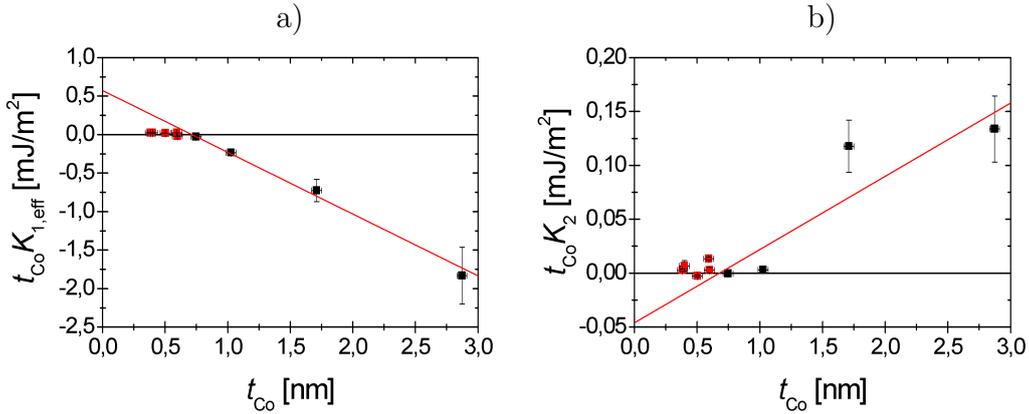


Abbildung 3.2.: Bestimmung der Grenzflächen- und Volumenbeiträge zur magnetischen Anisotropie für $Pt_{1,6nm}/Co_{t_{Co}}/Pt_{4nm}$ Filme, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden. Auftragung der a) effektiven Anisotropie erster Ordnung und b) Anisotropie zweiter Ordnung multipliziert mit der Kobaltdicke gegen die Kobaltdicke (Quadrate). Zur Bestimmung der Anisotropiebeiträge wurde der Verlauf linear angepasst (Linie), wobei die rot markierten Messwerte nicht berücksichtigt wurden.

sung des Verlaufs von $t_{Co}K_{1,eff}$ mit t_{Co} für die Anisotropie erster Ordnung ergibt die Grenzflächenanisotropie $K_{1S} = 0,287 \pm 0,019$ mJ/m² und die effektive Volumenanisotropie $K_{1V,eff} = -0,803 \pm 0,043$ MJ/m³ (Abb. 3.2a). Für Kobaltdicken unterhalb von 0,7 nm knickt der lineare Verlauf der Anisotropie erster Ordnung zu niedrigen Anisotropiewerten ab (siehe auch Abb. 3.3). Die Ursachen für dieses Abknicken vom linearen Verlauf liegen im Wachstum der ersten 2-3 Atomlagen von Kobalt auf Platin und werden weiter unten im Vergleich zu weiteren Co/Pt-Filmen diskutiert (Abschnitt 3.4.2). Bei der linearen Anpassung wurden diese Filme ausgeschlossen. Die Volumenanisotropie $K_{1V} = K_{1V,eff} + \frac{\mu_0}{2} M_S^2 \approx 0,43$ MJ/m³ liegt nahe an der Anisotropie von hcp-Volumenkobalt entlang der c-Achse von etwa 0,5 MJ/m³ [118]. Im Vergleich zu anderen Arbeiten liegt sie im Bereich von epitaktisch gewachsenen Systemen [60, 112]. Die Grenzflächenanisotropie liegt um einen Faktor 2-3 unterhalb von Werten, die sowohl bei epitaktisch gewachsenen als auch bei polykristallinen Multilagen gefunden wurden [60]. Die Grenzflächen sind demnach nicht gut definiert. Eine detaillierte Einordnung und ein Vergleich der Filme in dieser Arbeit erfolgt in Abschnitt 3.4.2.

Für die Anisotropie zweiter Ordnung wurde der Verlauf $t_{\text{Co}}K_2$ mit t_{Co} ebenfalls linear angepasst (Abb. 3.2b). Diese lineare Anpassung trifft den Verlauf nicht gut, was vor allem darauf zurückzuführen ist, dass bei Filmen mit $t_{\text{Co}} \leq 1,1$ nm die Anisotropie zweiter Ordnung nahezu verschwindet und erst bei den beiden dicksten Filmen mit 1,7 und 2,9 nm Kobalt einen signifikanten Wert annimmt. Deshalb sind die aus der linearen Anpassung bestimmten Werte $K_{2S} \approx -0,023 \text{ mJ/m}^2$ und $K_{2V} \approx 0,068 \text{ MJ/m}^3$ eher als grobe Abschätzung zu verstehen. Genauso gut könnte angenommen werden, dass zunächst eine verschwindende Anisotropie zweiter Ordnung und bei höheren Kobaltdicken eine konstante Volumenanisotropie von $K_{2V} \approx 0,052 \text{ MJ/m}^3$ oder eine konstante Grenzflächenanisotropie von $K_{2S} \approx 0,13 \text{ mJ/m}^2$, die erst bei größeren Dicken eine Rolle spielt, für diesen Verlauf sorgen. Aufgrund der Volumenanisotropie zweiter Ordnung von Volumenkobalt von $0,12 \text{ MJ/m}^3$ [118] scheinen die Werte aus der linearen Anpassung am wahrscheinlichsten. In dieser Arbeit wird der Schwerpunkt auf die senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung und die Spin-Reorientierung gelegt, die Änderungen in der Anisotropie zweiter Ordnung finden jedoch weit im Bereich der leichten Magnetisierung in der Ebene statt. Zusätzliche Informationen zum Wachstum der Filme könnten noch aus einer Messung des Verlaufs der Anisotropie zweiter Ordnung mit feiner aufgelöster Kobaltdicke gewonnen werden. An dieser Stelle wird auf eine weitergehende Betrachtung dieses Verlaufs verzichtet.

Neben Kobalt-Einzellagen auf einer 4 nm dicken Platin-Wachstumslage wurden Filme mit einer 10 nm dicken Wachstumslage untersucht (Abb. 3.3). Die Absolutwerte von $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ sind innerhalb der experimentellen Schwankungen identisch. Auch der qualitative Verlauf von $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ mit der Kobaltdicke mit einem Abknicken gegen den linearen Verlauf zu niedrigen Anisotropiewerten bei $t_{\text{Co}} \leq 0,7$ nm ist unverändert. Zur Verdeutlichung des Abknickens zu niedrigen Anisotropiewerten wurde die lineare Anpassung für hohe Kobaltdicken aus Abbildung 3.2 eingefügt. Es ist also keine Änderung der magnetischen Anisotropiebeiträge mit der Dicke der Wachstumslage zu beobachten. In der Abweichung

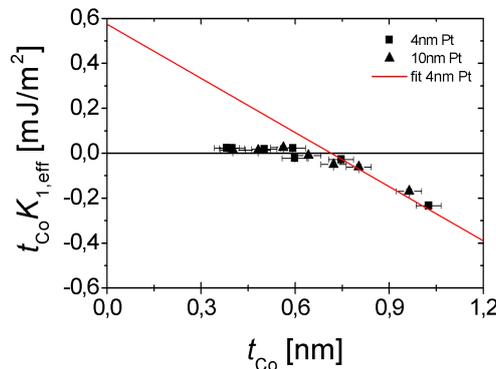


Abbildung 3.3.: Verlauf von $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ mit t_{Co} für zwei unterschiedliche Dicken der Platin-Wachstumslage (Quadrate: 4 nm und Dreiecke: 10 nm). Neben den gemessenen Werten ist der in Abbildung 3.2 angepasste Verlauf eingezeichnet.

vom linearen Verlauf in Abbildungen 3.2a und 3.3 ist die Mindestanforderung an die Kobaltdicke für die Bestimmung der Grenzflächen- und Volumenanisotropie zu erkennen. Eine Anpassung der Messpunkte in Abb. 3.3 wäre mit deutlich geringerer Steigung und Achsenabschnitt verbunden als die gezeigte Anpassung. Das heißt, bei Messungen der Anisotropie mit einer maximalen Kobaltdicke von etwa 1 nm ist es nicht möglich, die Anisotropiebeiträge korrekt zu trennen. Bei Kobaltdicken über 2 nm ist zu erkennen, dass die Unsicherheit der Anisotropiekonstanten zunimmt (Abb. 3.2a). Die betragsmäßig sehr hohe negative Anisotropie erster Ordnung von mindestens $-\frac{M_S}{2} \cdot 911$ mT und das maximale experimentelle Magnetfeld von 500 mT macht es nötig die Kerr-Signale in Sättigung zu extrapolieren. Dabei ist die entsprechende Kobaltlage mit 2,9 nm Dicke mehr als doppelt so dick wie bei dem dicksten Film, der gesättigt werden konnte mit 1,1 nm Kobaltdicke. Dadurch wird die Ungenauigkeit der extrapolierten Kerr-Signale signifikant. Bei dünneren Kobaltlagen ist es dagegen möglich, die Anisotropiekonstanten aus einer gesättigten Ummagnetisierungskurve in der schweren Richtung zu bestimmen oder es muss etwa bei $t_{\text{Co}} = 1,7$ nm nur zu 50% dickeren Kobaltlagen extrapoliert werden. Durch Filme mit Kobaltdicken über 2 nm ergeben sich nur wenig zusätzliche Informationen für den Verlauf der Anisotropie mit der Kobaltdicke. Zusammenfassend sollte zur Bestimmung der Grenzflächen- und Volumenanisotropie die Kobaltdicke zumindest bis knapp 2 nm variiert werden.

Die Variation der Kobaltdicke verursacht den Spin-Reorientierungsübergang, dessen Eigenschaften durch den Verlauf der Anisotropie zweiter Ordnung K_2 mit der effektiven Anisotropie erster Ordnung $K_{1,\text{eff}}$ charakterisiert werden kann (Abb. 3.4, Kobaltdicke als Beschriftung der Messwerte). Die Anisotropie zweiter Ord-

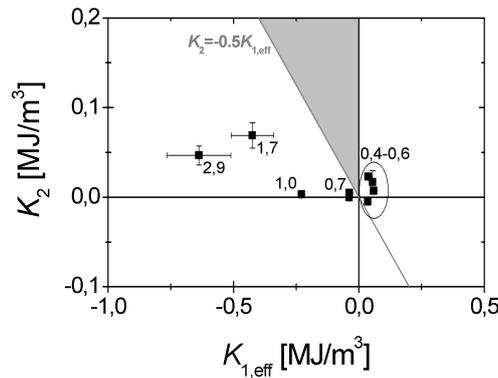


Abbildung 3.4.: Verlauf der magnetischen Anisotropie zweiter Ordnung mit der Anisotropie erster Ordnung von $\text{Pt}_{1,6 \text{ nm}}/\text{Co}_{t_{\text{Co}}}/\text{Pt}_{4 \text{ nm}}$ Filmen (Kobaltdicke in Nanometer als Beschriftung der Messwerte), die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden. Die Reorientierung der senkrechten leichten Magnetisierungsrichtung (1. Quadrant) zu einer leichten Ebene (4. Quadrant, links von Gerade $K_2 = -0,5K_{1,\text{eff}}$ mit ansteigender Kobaltdicke erfolgt nahe dem Ursprung.

nung ist für positives $K_{1,\text{eff}}$ nahe Null (Abb. 3.4). Mit steigender Kobaltdicke

wird $K_{1,\text{eff}}$ negativ während K_2 bis zu einer Kobaltdicke von 1 nm vernachlässigbar bleibt. Ab einer Kobaltdicke von 1,7 nm zeigt sich ein positiver Beitrag zweiter Ordnung zur magnetischen Anisotropie. Die Reorientierung der leichten Magnetisierungsrichtung von der Probennormalen zur Probenebene erfolgt in einem Bereich mit verschwindender Anisotropie zweiter Ordnung, das heißt der Reorientierungsübergang ist abrupt, ohne einen Zwischenzustand gekippter Magnetisierung oder Koexistenz von senkrechter und in der Ebene leichter Magnetisierung [69]. Ein linearer Fluss der Anisotropiekonstanten von der senkrechten in eine leichte Magnetisierungsrichtung in der Ebene ist, aufgrund der verschwindenden Anisotropie zweiter Ordnung für die dünnsten Kobaltlagen, nicht zu beobachten. Dadurch wird der unterschiedliche funktionale Zusammenhang der Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung mit der Kobaltdicke besonders deutlich (siehe auch Abb. 3.2).

3.1.2. Übergang von Einzel- zu Multilagen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden

Die Gesamtdicke des magnetischen Materials in den Filmen kann unter Beibehaltung der senkrechten leichten Magnetisierung durch die Herstellung von Multilagen erhöht werden. Zur magnetischen Trennung der Kobaltlagen werden Platin-Zwischenlagen eingefügt, die zum Erhalt der senkrechten leichten Magnetisierungsrichtung eine ausreichende Dicke besitzen müssen. Zur Bestimmung der nötigen Platin-Zwischenlagendicke wurde ein System bestehend aus zwei 0,5 nm dicken Kobaltlagen auf einer 4 nm dicken Platin-Wachstumslage untersucht. Die Filme werden von einer 1,6 nm dicken Platin-Deckschicht abgeschlossen. Die Änderung der magnetischen Anisotropie mit einer Platin-Zwischenlagendicke zwischen 0,8 und 4,0 nm (Abb. 3.5) verdeutlicht, wie gut die einzelnen Kobaltlagen voneinander getrennt sind. Dabei genügt hier die Diskussion des Verhaltens der Anisotropie erster Ordnung, da die entsprechenden Einzellagen mit 0,5 und 1 nm Kobaltdicke eine verschwindende Anisotropie zweiter Ordnung zeigen (siehe oben). Die leichte Magnetisierungsrichtung liegt für eine Platindicke unter 1 nm in der Probenebene. Mit zunehmender Dicke der Platin-Zwischenlage wird die Anisotropie größer und nimmt bei etwa 1,2 nm einen Wert von Null an. Oberhalb dieser Platindicke liegt die leichte Magnetisierungsrichtung senkrecht zur Probenebene. Die Werte der effektiven Anisotropie $K_{1,\text{eff}}$ für Doppellagen mit Platindicken größer 2 nm liegen im Bereich des Wertes für eine 0,5 nm dicke Kobalt-Einzellage. Aus diesem Grund können die Kobaltlagen ab einer Zwischenlagendicke von 2 nm als magnetisch getrennt betrachtet werden. Die Schwankungen in $K_{1,\text{eff}}$ sind durch leichte Variationen der Kobaltdicke zu erklären, da bereits kleine Abweichungen der Kobaltdicke große Auswirkungen auf K_{eff} haben. Das heißt, zusätzlich zu den angegebenen statistischen Fehlern aus der Anpassung der Magnetisierungskurven tritt ein höherer systematischer Fehler aufgrund der Kobaltdicke auf. Bei $(\text{Co/Pt})_n$ -Multilagen mit $n \geq 2$ wird der hier bestimmte Mindestwert für die Platin-Zwischenlagendicke

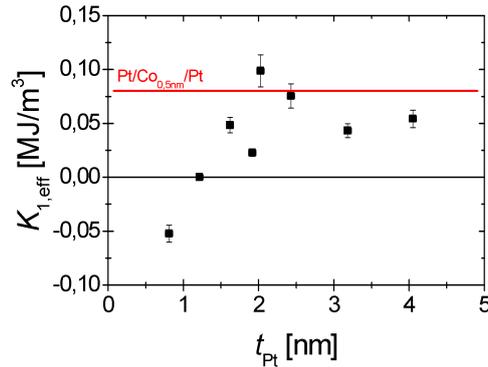


Abbildung 3.5.: Verlauf der effektiven Anisotropie erster Ordnung mit der Platin-Zwischenlagendicke bei $Pt_{1,6\text{ nm}}/Co_{0,5\text{ nm}}/Pt_{t_{Pt}}/Co_{0,5\text{ nm}}/Pt_{4\text{ nm}}$ Doppellagen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden. Die Anisotropie der entsprechenden Einzellege (0,5 nm) ist eingezeichnet.

von 2 nm für magnetisch getrennte Kobaltlagen verwendet. Die Kobaltdicke von 0,5 nm wird dabei beibehalten.

Die Abhängigkeit der Anisotropie von der Lagenzahl wurde ebenfalls untersucht. Mit steigender Lagenzahl zeigt sich bei konstanter Kobalt- und Platindicke eine abnehmende senkrechte Anisotropie erster Ordnung, während die Anisotropie zweiter Ordnung zunächst nur schwach mit der Lagenzahl ansteigt. Bei achtfach Multilagen mit 2-2,4 nm Dicke der Platin-Zwischenlage wird keine senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung mehr beobachtet, wie im folgenden Abschnitt diskutiert wird.

3.1.3. Gekippte Magnetisierungsrichtung bei $(Co/Pt)_8$ -Multilagen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden

In diesem Abschnitt wird das magnetische Verhalten von $(Co_{0,5\text{ nm}}/Pt_{2\text{ nm}})_8$ - und $(Co_{0,5\text{ nm}}/Pt_{2,4\text{ nm}})_8$ -Multilagen diskutiert, die auf einer 4 nm dicken Wachstums- lage aus Platin gewachsen wurden und mit einer 1,6 nm dicken Platin-Deckschicht abgeschlossen wurden. Bei diesen Multilagen ist im Gegensatz zu Filmen mit geringer Lagenzahl in der senkrechten Magnetisierungsrichtung keine rechteckige Hysterese mehr zu finden (Abb. 3.6a). In der Ummagnetisierungskurve in einem senkrechten Feld wird ein linearer Verlauf der Magnetisierung bei kleinen Feldern mit $|\mu_0 H| \leq 20\text{ mT}$ beobachtet (Abb. 3.6a). Zwischen 20 und 70 mT ist eine offene Hysterese zu erkennen. Die feldabhängige Domänenstruktur der senkrechten Magnetisierungskomponente von Co/Pt und Co/Pd-Filmen mit ähnlicher Hysterese hat in den letzten Jahren starkes Interesse gefunden und wurde detailliert untersucht [119–124]. Dabei zeigt sich, dass sich im linearen Bereich

der Magnetisierungskurve eine labyrinthartige Domänenstruktur (*maze pattern*) bildet. Die gleiche Domänenstruktur wird auch für Co/Pt-Multilagen mit rechteckiger senkrechter Hysterese nach Entmagnetisierung bzw. als Grundzustand bevor ein senkrechtes Feld angelegt wird beobachtet [125–127]. Es wurde außerdem bereits gezeigt, dass eine Labyrinthstruktur die ungeordnete Form von parallel ausgerichteten Streifendomänen ist, da es durch Sättigung der Magnetisierung in der Probenebene und anschließende Entmagnetisierung in der Ebene in eine Streifendomänenstruktur umgewandelt werden kann [122]. In einem senkrechten

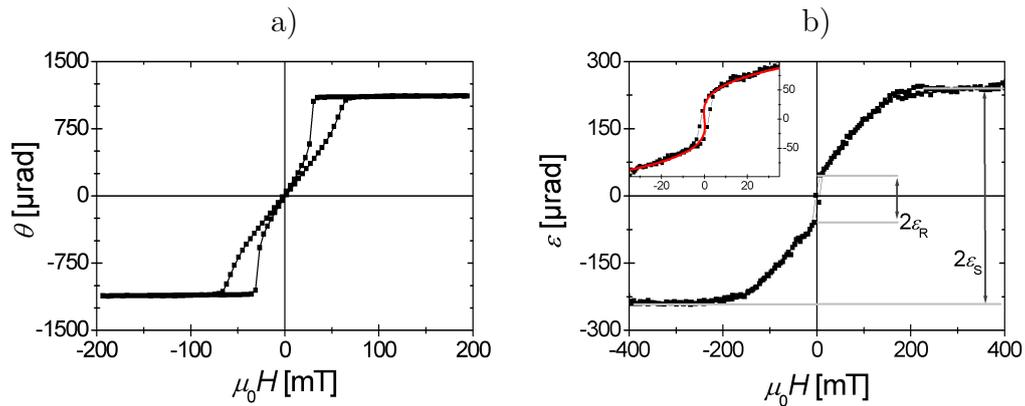


Abbildung 3.6.: Ummagnetisierungskurven für eine $(\text{Co}_{0,5} \text{ nm}/\text{Pt}_{2,4} \text{ nm})_8$ -Multilage, die durch ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurde. a) Messung in einem senkrechten Feld (polare Kerr-Rotation) und b) in einem Feld in der Probenebene (longitudinale Kerr-Elliptizität). Die in b) eingefügte Graphik zeigt eine Vergrößerung des Verhaltens bei Feldern unterhalb 35 mT und eine Anpassung der gemessenen Kerr-Hysterese durch die Anisotropie erster und zweiter Ordnung (Linie).

Feld wachsen von einer gleichmäßig verteilten Labyrinthstruktur in Remanenz mit verschwindender resultierender Magnetisierung senkrecht zur Probenebene ausgehend die Bereiche, die parallel zum Feld ausgerichtet sind. Nahe der Sättigung bleiben nur noch einzelne Kreise bzw. Blasen (*bubble domains*) mit entgegengesetzter Magnetisierungsrichtung bleiben. Der Energieaufwand für die Erzeugung dieser Domänenstruktur bei abnehmenden Feldern sorgt für die beobachtete Hysterese zwischen 20 und 70 mT. Für eine allgemeine Diskussion zu *maze pattern* und *bubble domains* ist zum Beispiel in Abschnitt 5.6 bei Hubert und Schäfer [67] zu finden. Ein Ummagnetisungsverhalten mit Domänenzerfall für kleine Felder tritt häufig für Multilagenfilme nahe der Spin-Reorientierung auf. Es wird unter anderem bei zunehmender Lagenzahl [128, 129], bei zunehmender Kobaltdicke [63, 130] oder bei Änderung der Wachstumsbedingungen wie den Arbeitsdruck bei Ionenzerstäungsprozessen [121, 124] beobachtet.

Bisher veröffentlichte Arbeiten zur magnetischen Mikrostruktur des Domänenzerfalls [119–127] begnügen sich mit Untersuchungen der senkrechten Magnetisierungs-komponente. Dies ist vor allem darauf zurückzuführen, dass dort verwendeten

Techniken, wie Magnetkraftmikroskopie (MFM) und Transmissionsröntgenmikroskopie mit magnetischem Zirkulardichroismus als Kontrast (TXRM), auf senkrechte Magnetisierungskomponenten sensitiv sind. Deshalb wird die leichte Magnetisierungsrichtung solcher Filme auch stets als senkrecht interpretiert, meist ohne näher auf die Magnetisierungskomponente in der Probenebene einzugehen. Betrachtet man jedoch das magnetische Verhalten der hier untersuchten Proben in der Probenebene (Abb. 3.6b) ist ein teilweises Schalten der Magnetisierung zu erkennen, das ebenfalls von Stamps et al. [65] beobachtet wurde, allerdings ohne es zu diskutieren. Zur Interpretation der Ummagnetisierung in der Probenebene ist es wichtig, die magnetische Mikrostruktur der Magnetisierungskomponente in der Ebene zu kennen. Die magnetische Mikrostruktur wurde mit einem Rasterelektronenmikroskop mit Polarisationsanalyse (SEMPA) untersucht.

Die Domänenstruktur in der Probenebene der $(\text{Co}_{0,5 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2,4 \text{ nm}})_8$ -Multilage ist in Abbildung 3.7 gezeigt. Die Domänenstruktur ist hier in die Magnetisierungsrichtungen in der Ebene nach oben/unten (Abb. 3.7a) und links/rechts (Abb. 3.7b) mit einem hell/dunkel Kontrast aufgeteilt. Die Aufnahme wurde gemacht, nachdem der Film in einem senkrechten Magnetfeld entmagnetisiert wurde. Zur

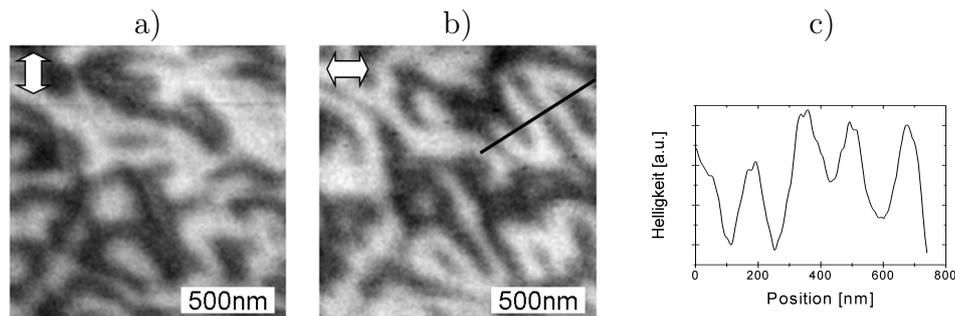


Abbildung 3.7.: Magnetische Mikrostruktur in der Probenebene der $(\text{Co}_{0,5 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2,4 \text{ nm}})_8$ -Multilage, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurde, mit Eisen-Dekoration aus SEMPA-Messungen (MOKE siehe Abb. 3.6). In Teilabbildung a) entspricht der Hell-Dunkelkontrast Domänen, die nach oben/unten ausgerichtet sind. In b) zeigt der Kontrast Domänen, die nach links/rechts zeigen. Der Film zeigt eine labyrinthartige Domänenstruktur in der Magnetisierungskomponente in der Filmebene. Die Breite der Domänen wird aus c) einem Helligkeitsprofil entlang einer Linie (in b) markiert) bestimmt.

Verbesserung des magnetischen Kontrastes wurde die Platinoberfläche mit Eisen dekoriert. Bereits ohne Eisendekoration ist eine Domänenstruktur zu erkennen. Allerdings ist bei Messungen der Magnetisierung durch den 1,6 nm dicken Platindecklayer der magnetische Kontrast stark reduziert, so dass ohne Eisendekoration keine weiterführende Analyse möglich ist. Die magnetische Mikrostruktur der $(\text{Co}_{0,5 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2,4 \text{ nm}})_8$ -Multilage zeigt einen Domänenzerfall der Magnetisierung in der Probenebene (Abb. 3.7). In beiden Magnetisierungskomponenten in der Ebene sind unregelmäßige, in sich gewundene Domänenstrukturen zu erkennen,

die der oben erwähnten Labyrinthstruktur stark ähneln. Bei der Interpretation der SEMPA-Aufnahmen muss beachtet werden, dass sich unterschiedliche Domänen bereits durch die Änderung einer Magnetisierungskomponente zeigen. Für die Bestimmung der charakteristischen Domänengröße wurde ein Gebiet mit nahezu konstanter Magnetisierungskomponente in der senkrechten Richtung in der Bildebene gewählt (Abb. 3.7a), so dass die unterschiedlichen Domänen alleine durch eine Änderung der zweiten Magnetisierungskomponente zu erkennen sind. Die Domänengröße wird aus dem Helligkeitsverlauf dieser Magnetisierungsrichtung längs einer Linie bestimmt (Abb. 3.7c). Die Linie wurde dabei so gewählt, dass sie möglichst senkrecht zu den Domänenwänden verläuft (Abb. 3.7b), die in diesem Bereich parallel sind. Aus dem Linienprofil wird eine Periodenlänge der Domänen, das heißt, ein mittlerer Abstand zwischen parallel ausgerichteten Domänen, von etwa 160 nm bestimmt (Abb. 3.7c).

Für einen Vergleich mit Arbeiten zur Domänenstruktur der senkrechten Magnetisierungskomponente ist zu beachten, dass die Periodenlänge der Domänen mit der Gesamtdicke des Films und der Anzahl von Co/Pt-Bilagen in einer Multilage ansteigt [119, 120, 131–133]. Die Periodenlänge der Domänenstruktur variiert für Co/Pt- und Co/Pd-Multilagen zwischen etwa 100 und 1200 nm [119, 120, 122, 123]. Bei den hier untersuchten Multilagen ist die Gesamtdicke des Kobalt 4 nm bei acht Co/Pt-Bilagen. Diese Filmparameter stimmen am besten mit $(\text{Co}_{0,48\text{ nm}}/\text{Pd}_{1,43\text{ nm}})_n$ -Multilagen mit $n = 7$ und 10 überein, die von Barnes et al. [119] untersucht wurden. Die Periodenlänge der Domänen liegt für diese Filme zwischen 140 und 180 nm, und stimmt damit sehr gut mit der hier bestimmten Periodenlänge von etwa 160 nm überein. Aufgrund der Übereinstimmung der Periodenlängen der Domänenstruktur kann davon ausgegangen werden, dass zumindest die in dieser Arbeit untersuchten Proben eine Domänenstruktur mit gegen die Oberflächennormale gekippten Domänen zeigen. Vor kurzem veröffentlichte theoretische Vorhersagen einer verzweigten, labyrinthartigen Domänenstruktur der Magnetisierung in der Probenebene für Filme mit gegen die Probennormale gekippter leichter Magnetisierungsrichtung stimmen ebenfalls gut mit der hier bestimmten Domänenstruktur überein [134].

Zur Untersuchung einer Korrelation zwischen der magnetischen Mikrostruktur senkrecht zu und in der Probenebene wurde von Frömter et al. [E2] eine Methode entwickelt um simultan Informationen über die Magnetisierungskomponenten in alle drei Raumrichtungen zu erhalten. Dazu wird die Probe im SEMPA gegen die Einfallrichtung der Polarisationsanalyse gekippt und die Magnetisierungskomponente in der Detektorebene gemessen (Abschnitt 2.3.2). Die Detektorebene entspricht bei einer parallelen Orientierung des Detektors der Magnetisierung in der Probenebene. Aus den Histogrammen der Magnetisierung (siehe Abschnitt 2.3.2) konnte ein direkter Nachweis der gekippten Domänen erbracht und der Kippwinkel der Magnetisierung gegen die Probennormale bestimmt werden [E2]. Aus der Auswertung der Histogramme ergibt sich ein Winkel der leichten Magnetisierungsrichtung gegen die Probennormale von $\Theta_C = 13 \pm 8^\circ$.

Durch die Kenntnis der magnetischen Mikrostruktur in Remanenz kann das Um-

magnetisierungsverhalten der Co/Pt-Multilage in der Probenebene (Abb. 3.6b) erklärt werden. Dazu wird im Folgenden das Verhalten für den aus der negativen Sättigung kommenden Ast der Magnetisierungskurve beschrieben. Aus der Sättigung kommend, dreht sich die Magnetisierung oberhalb eines Feldes von -200 mT kohärent in die Richtung der leichten, gegen die Probennormale gekippten Magnetisierungsrichtung. In Remanenz befindet sich die Magnetisierung in der leichten Richtung und schaltet bei einem Feld von etwa 2 mT in die zur Probennormalen gespiegelte gekippte Magnetisierungsrichtung. Bei weiter steigendem Feld wird die Magnetisierung bis zur Sättigung in positiver Magnetisierungsrichtung wieder in die Probenebene gedreht. Durch die gegen die Probennormale gekippte leichte Magnetisierungsrichtung kann erklärt werden, warum sich Domänen der senkrechten Magnetisierungskomponente in einem Feld in der Probenebene parallel zum Magnetfeld ausrichten. Durch die gekippte leichte Richtung ist die senkrechte Magnetisierungsrichtung an die Magnetisierung in der Ebene gekoppelt und das Magnetfeld in der Probenebene kann damit den Zerfall in senkrechte Domänen direkt beeinflussen und ausrichten. Die magnetische Mikrostruktur nach Aufmagnetisieren in der Probenebene mittels eines Permanentmagneten wurde ebenfalls untersucht. Dabei wurde ein Feld von etwa 100 mT in der in Abb. 3.8 gezeigten Richtung angelegt und in Remanenz eine Streifendomänenstruktur in der Probenebene gefunden (Abb. 3.8). Die Magnetisierung in der Probenebene ist in Rema-

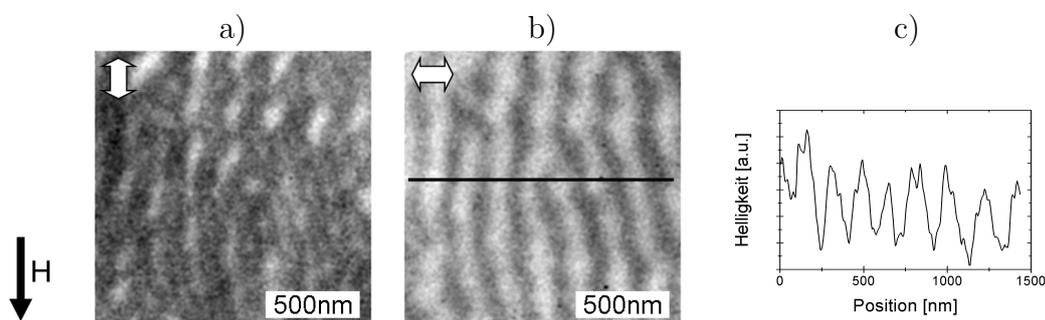


Abbildung 3.8.: Magnetische Mikrostruktur in der Probenebene der $(\text{Co}_{0,5 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2,4 \text{ nm}})_8$ -Multilage, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurde, mit Eisen-Dekoration aus SEMPA-Messungen. Die Probe wurde vor der Messung mit einem Feld in der Ebene aufmagnetisiert (Richtung wie angezeigt, mit H beschrifteter Pfeil). In Teilabbildung a) entspricht der Hell-Dunkelkontrast Domänen, die nach oben/unten ausgerichtet sind. In b) zeigt der Kontrast Domänen, die nach links/rechts zeigen. Die Breite der Domänen wird aus c) einem Helligkeitsprofil entlang einer Linie (in b) markiert) bestimmt.

nenz zum Großteil entlang des angelegten Feldes ausgerichtet. Deshalb ist in der Magnetisierungskomponente entlang des angelegten Feldes kaum eine Domänenstruktur zu erkennen (Abb. 3.8a). In der Magnetisierungskomponente senkrecht zur Feldrichtung wird eine Streifen-Domänenstruktur mit geringem Kontrast beobachtet (Abb. 3.8b). Der Kontrast in der Richtung senkrecht zum angelegten

Feld könnte auf die Größe des angelegten Magnetfeldes, das nicht ausreicht die Magnetisierung in der Ebene zu sättigen, zurückzuführen sein. Allerdings reicht es aus, die labyrinthartigen Domänenstruktur (Abb. 3.7) zu Streifendomänen zu ordnen. Der mittlere Abstand paralleler Streifendomänen wird mit Hilfe eines Linienprofils durch Abbildung 3.8b bestimmt (Abb. 3.8c). Der mittlere Abstand zwischen zwei Maxima der Helligkeit beträgt etwa 180 nm. Dieser Wert ist im Rahmen der Messgenauigkeit genauso groß wie die Periodenlänge der labyrinthartigen Domänenstruktur von etwa 160 nm.

Der Winkel der leichten Magnetisierungsrichtung gegen die Probennormale wird direkt aus dem Schaltverhalten der Magnetisierungskurve abgelesen. Bei einer Messung in der Probenebene ist die Magnetisierung in Remanenz parallel zur gekippten leichten Magnetisierungsrichtung. Das longitudinale Kerr-Signal in Remanenz entspricht deshalb der Projektion der gekippten Magnetisierung auf die Probenebene. Aus dem Verhältnis des Kerr-Signals in Sättigung ϵ_S zum Signal in Remanenz ϵ_R kann der Winkel gegen die Probennormale Θ_C nach

$$\sin \Theta_C = \frac{\epsilon_R}{\epsilon_S} \quad (3.1)$$

bestimmt werden. Für die in Abb. 3.6b gezeigte Hysterese ergibt sich dabei den Winkel gegen die Probennormale $\Theta_C = 8,2^\circ \pm 1,2^\circ$. Analog dazu wurde eine weitere (Co/Pt)₈-Multilage mit 2,0 statt 2,4 nm Platin-Zwischenlagendicke untersucht. Dort wurde ein Winkel $\Theta_C = 10,8^\circ \pm 1,2^\circ$ gegen die Probennormale bestimmt. Das Ansteigen des Winkels mit abnehmender Platindicke ist auf zunehmende Wechselwirkung der Co-Lagen und einen Spin-Reorientierungsübergang in die Probenebene zurückzuführen. Bei weiter reduzierter Platindicke ($\leq 1,6$ nm) ist die leichte Magnetisierungsrichtung vollständig in der Ebene.

Eine Beschreibung des Schaltens und der kohärenten Drehung der Magnetisierung für steigende Felder ist durch die Anisotropie erster und zweiter Ordnung $K_{1,\text{eff}}$ und K_2 möglich (siehe angepasste Hysterese in Abb. 3.6b). Dabei wird eine negative effektive Anisotropie erster Ordnung $K_{1,\text{eff}} = -4,2 \pm 2,1 \text{ kJ/m}^3$ und eine positive Anisotropie zweiter Ordnung $K_2 = 285 \pm 15 \text{ kJ/m}^3$ bestimmt. Die beiden Werte liegen in dem Bereich von $K_{1,\text{eff}} < 0$ und $K_2 > -2K_{1,\text{eff}}$, der für eine gekippte Magnetisierung erwartet wird (vergleiche Abschnitt 2.1.1). Das teilweise Schalten der Magnetisierungskomponente in der Probenebene erfolgt an den Extrema des angelegten Feld als Funktion der Magnetisierung (inverse Verlauf der eingefügte Graphik in Abb. 3.6b).

Für einen Vergleich mit den vorherigen Ergebnissen wird der Winkel der leichten Magnetisierungsrichtung gegen die Probennormale Θ_C aus den Anisotropiekonstanten nach

$$\sin \Theta_C = \sqrt{-\frac{K_{1,\text{eff}}}{2K_2}} \quad (3.2)$$

bestimmt [68]. Mit den angegebenen Werten für die Anisotropiekonstanten ergibt sich damit $\Theta_C = 4,9^\circ \pm 1,3^\circ$. Auf die gleiche Weise wurde der zweite Film, mit

2,0 nm dicken Platin-Zwischenlagen, untersucht. Dabei ergeben sich Anisotropiekonstanten von $K_{1,\text{eff}} = -8,0 \pm 5,7 \text{ kJ/m}^3$ und $K_2 = 269 \pm 34 \text{ kJ/m}^3$ und ein Winkel der Magnetisierung gegen die Probennormale von $\Theta_C = 7,0^\circ \pm 2,5^\circ$. Die Anisotropiekonstanten zeigen, ebenso wie der steigende Winkel gegen die Probennormale, dass der Film mit weniger Platin näher an einer Magnetisierungsorientierung in der Probenebene ist. Die Tendenzen bei beiden Auswertungsansätzen für die Hysterese in der Probenebene stimmen überein. Die Absolutwerte des Winkels gegen die Probennormale liegen für die Bestimmung aus dem Verhältnis Remanenz zu Sättigung etwas oberhalb der Werte für die Bestimmung mit Hilfe der Anisotropiekonstanten.

Wie oben gezeigt, ordnen sich die Domänen nach dem Aufmagnetisieren in der Ebene in Streifen an (Abb. 3.8b). Der Übergang zwischen zwei gekippten Streifendomänen ist energetisch am günstigsten für Domänenwände, die parallel zur Magnetisierungskomponente der Domänen in der Ebene ausgerichtet sind, da dadurch der Winkel zwischen den Spins, und damit die Austauschenergie in der Domänenwand, minimiert wird. Die Periodenlänge der Domänen beträgt knapp 100 nm, die Domänenwandbreite δ_W kann zu etwa 5 nm abgeschätzt werden. Für vollständig ausgerichtete Domänenwände erhöht sich die Remanenz um jeweils 5% des Sättigungssignals. Das bedeutet für die beiden aus den Anisotropiekonstanten bestimmten Winkel gegen die Probennormale eine Erhöhung von 5° bzw. 7° auf 8° bzw. 10° . Diese nach oben korrigierten Werte stimmen sehr gut mit den direkt aus der Remanenz bestimmten Werten überein. Bei der Beschreibung der Ummagnetisierung in der Ebene mit Anisotropiekonstanten fließen, vor allem durch die Berücksichtigung der Steigung nach dem Schalten, Einflüsse durch die Domänenstruktur nicht so stark ein. Insgesamt stimmen die aus der Hysterese bestimmten Werte für den Winkel der leichten Magnetisierungsrichtung gegen die Probennormale miteinander und, im Rahmen der Messgenauigkeit, mit dem extrapolierten Wert aus den SEMPA-Untersuchungen überein.

An (Co/Pt)₈-Multilagenfilmen konnte damit eine gekippte leichte Magnetisierungsrichtung in stabilen Domänen nachgewiesen werden. Bereits zuvor wurde in integralen Messungen eine gekippte leichte Magnetisierungsrichtung von Co/Pt-Multilagen nachgewiesen, die bei Raumtemperatur eine leichte Magnetisierung in der Ebene haben [65, 135]. In diesen Arbeiten wird beobachtet, dass sich die leichte Magnetisierungsrichtung bei Temperaturen zwischen 20 und 200 K um bis zu 40° aus der Ebene heraus dreht. Allerdings konnte auch in diesen Arbeiten eine Domänenstruktur der gekippten Richtung nicht nachgewiesen werden. Deshalb ist in diesen Arbeiten von einem *cone state*, das heißt, einer beliebigen Verteilung der Magnetisierungskomponente in der Ebene, die Rede. Für Co/Pt(111), bei dem die Kobaltdicke sukzessive erhöht und in-situ Kerr-Hysteresen gemessen wurden, fanden Lee et al. eine gekippte leichte Magnetisierungsrichtung für Kobaltdicken von etwa 2,0 bis 3,0 nm [70]. Der Nachweis erfolgte über eine dreidimensionale Auswertung der Magnetisierung aus den Kerr-Signalen und beschränkt sich auf eine integrale Messung der gekippten Magnetisierung [136].

Ein Zusammenhang zwischen Domänenzerfall in der senkrechten Magnetisier-

ungskomponente und gekippter leichter Magnetisierungsrichtung ist aufgrund der hier gezeigten Ergebnisse naheliegend. Dieser Zusammenhang wird im Detail im Vergleich mit Einzel- und Multilagen diskutiert, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurden (Abschnitt 3.3.2).

Die Co/Pt-Multilagen in diesem Abschnitt zeigen zwar sehr interessante magnetische Eigenschaften, allerdings sollen sie als Grundlage für magnetische Nanostrukturen dienen. Dazu sind sie nur bedingt geeignet: zum einen ist durch das Verhältnis von Kobaltdicke zu Platindicke von 1:4 kein großes Streufeld der Strukturen zu erwarten, zum anderen ist die magnetische Anisotropie zu gering, um den Ferromagnetismus von kleinsten Nanostrukturen zu unterstützen.

3.2. Magnetische Eigenschaften von Co/Pt-Filmen, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurden

Zusätzlich zur Deposition durch ECR-Ionenstrahlzerstäuben wurden Magnetron-Quellen zur Herstellung von Co/Pt-Multilagen verwendet. Durch die dabei auftretenden, niedrigeren Teilchenenergien als beim ECR-Ionenzerstäuben wird erwartet besser definierte Grenzflächen und damit eine höhere Grenzflächenanisotropie zu erhalten. Durch Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellte Co/Pt-Multilagen wurden bereits in diversen Arbeiten untersucht [52, 60, 112, 137]. Deshalb wird hier nur kurz und vergleichend auf Untersuchungen zur Grenzflächen- und Volumenanisotropie eingegangen. Zusätzlich wird das bisher kaum untersuchte Verhalten der Anisotropie zweiter Ordnung für solche Filme und damit die Eigenschaften des Spin-Reorientierungsüberganges detailliert untersucht.

3.2.1. Magnetische Eigenschaften von Kobalt-Einzellagen, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurden

Zunächst werden Kobalt-Einzellagen auf einer 7 nm dicken Platin-Wachstumslage, die jeweils mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurde, untersucht. Die Wachstumslage wurde hier fast doppelt so dick gewählt wie für ECR-Wachstumslagen, um eine vergleichbare Qualität der Filme zu erreichen. Eine 3 nm dicke Platin-Decklage wird auf dem Kobaltfilm deponiert um Kontamination der Kobaltlage an Luft zu verhindern. Die Dicke der Kobaltlage wird zwischen 0,4 und 2,0 nm variiert. Die Filme in diesem Dickenbereich sind alle ferromagnetisch. Bei Kobaltdicken bis etwa 0,8 nm wird eine senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung beobachtet, ab 1,0 nm Kobaltdicke liegt die leichte Magnetisierungsrichtung in der Probenebene. Der Verlauf von $t_{C_0}K$ mit t_{C_0} gibt Aufschluss über die Grenzflächen- und Volumenanisotropie der Filme und wird für die Anisotropie erster und zweiter Ordnung untersucht (Abb. 3.9). Für die Anisotropie erster Ordnung wird ein linearer Verlauf mit negativer Steigung mit einem Nulldurchgang bei etwa 0,8 nm

Kobaltdicke gefunden (Abb. 3.9a). Auch die Anisotropie zweiter Ordnung zeigt einen linearen Verlauf (Abb. 3.9b). Die Steigung ist jedoch positiv, was einer positiven Volumenanisotropie entspricht. Der Nulldurchgang der Anisotropie zweiter Ordnung wird bei 0,63 nm Kobaltdicke beobachtet.

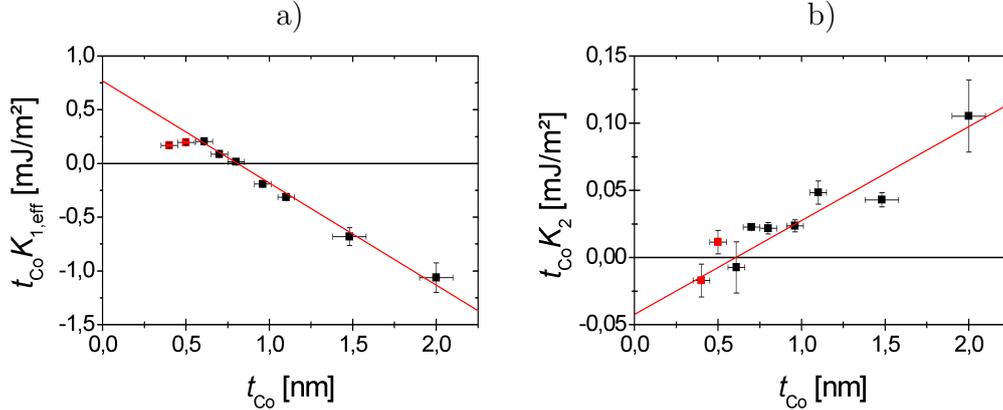


Abbildung 3.9.: Bestimmung der Grenzflächen- und Volumenbeiträge zur magnetischen Anisotropie für $Pt_{3nm}/Co_{t_{Co}}/Pt_{7nm}$ -Filme, die mittels Magnetron-Plasmazerstäubungen hergestellt wurden. Die Anisotropiebeiträge werden aus der linearen Anpassung (Linie) der Auftragung der (effektiven) Anisotropie multipliziert mit der Kobaltdicke gegen die Kobaltdicke (Quadrate) bestimmt, bei der die rot markierten Messwerte nicht berücksichtigt wurden. a) und b) zeigen jeweils den Verlauf für die magnetische Anisotropie erster und zweiter Ordnung.

Unterhalb von 0,7 nm Kobaltdicke weichen die Werte der Anisotropie erster Ordnung vom linearen Verlauf ab und wurden bei der Anpassung zur Bestimmung der Anisotropiebeiträge ausgelassen (Abb. 3.9a). Die Ursache für dieses Verhalten liegt im Wachstum der ersten Atomlagen (Vergleich und Diskussion siehe Abschnitt 3.4.2). Aus Steigung und Achsenabschnitt der linearen Anpassung (Abb. 3.9) werden die Anisotropiebeiträge erster Ordnung $K_{1S} = 0,383 \pm 0,023$ mJ/m² und $K_{1V,eff} = -0,952 \pm 0,055$ MJ/m³ bestimmt. Der Wert von $K_{1V,eff}$ liegt nahe an der Formanisotropie $-\frac{\mu_0}{2}M_S^2 = -1,23$ MJ/m³ und ist etwa genauso groß wie bei polykristallinen Co/Pt-Filmen anderer Arbeiten [66, 112, 137, 138]. Die Volumenanisotropie erster Ordnung $K_{1V} \approx 0,28$ MJ/m³ ist damit halb so groß wie der Wert für hcp-Volumenkobalt entlang der c -Richtung von etwa $0,5$ MJ/m³ [118]. Mögliche Ursachen für die Anisotropiewerte werden weiter unten für alle Herstellungsmethoden gemeinsam diskutiert (Abschnitt 3.4.2).

Die Absolutwerte der Anisotropie zweiter Ordnung liegen eine Größenordnung unterhalb der Werte der Anisotropie erster Ordnung. Bei der linearen Anpassung des Verlaufs von $t_{Co}K_2$ als Funktion der Kobaltdicke (Abb. 3.9b) wurden aufgrund der Abweichungen zum linearen Verlauf in der Anisotropie erster Ordnung ebenfalls die beiden dünnsten Proben ausgelassen. Die lineare Anpassung des Verlaufs für die Anisotropie zweiter Ordnung ergibt die Anisotropiebeiträge

$K_{2S} = -0,021 \pm 0,007 \text{ mJ/m}^2$ und $K_{2V} = 0,070 \pm 0,016 \text{ MJ/m}^3$. Die Volumen-anisotropie zweiter Ordnung ist, in Übereinstimmung mit der Volumenanisotropie erster Ordnung, fast um einen Faktor zwei kleiner als die Anisotropie zweiter Ordnung von Volumenkobalt entlang der c-Achse von etwa $0,12 \text{ MJ/m}^3$ [118]. Sie stimmt gut mit dem beobachteten Werte der Anisotropie zweiter Ordnung von Pt/Co/Pt-Filmen $K_2 = 0,06 \text{ MJ/m}^3$ in anderen Arbeiten überein [66].

Die Eigenschaften des Spin-Reorientierungsübergangs mit der Kobaltdicke werden mit Hilfe des Verlaufs der Anisotropie zweiter Ordnung K_2 mit der effektiven Anisotropie erster Ordnung $K_{1,\text{eff}}$ untersucht (Abb. 3.10, Kobaltdicke als Beschriftung der Messwerte). Die Reorientierung der leichten Magnetisierungsrichtung

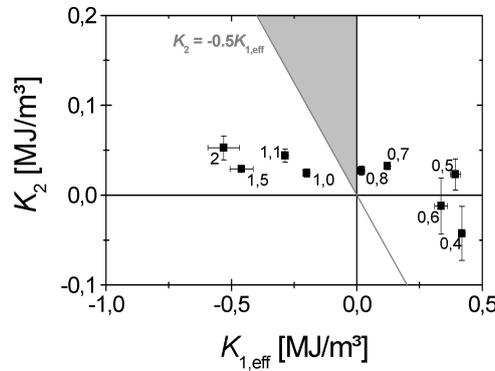


Abbildung 3.10.: Verlauf der Anisotropie zweiter Ordnung mit der Anisotropie erster Ordnung (Kobaltdicke in Nanometer als Beschriftung der Messwerte) von $\text{Pt}_{3 \text{ nm}}/\text{Co}_{t_{\text{Co}}}/\text{Pt}_{7 \text{ nm}}$ -Filmen, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurden. Die Reorientierung der senkrechten leichten Magnetisierungsrichtung (1. Quadrant) zu einer leichten Ebene (4. Quadrant, links von Gerade $K_2 = -0,5K_{1,\text{eff}}$) mit ansteigender Kobaltdicke erfolgt über einen schmalen Bereich (grau) gekippter Magnetisierung nahe dem Ursprung.

erfolgt bei einer Kobaltdicke um $0,8 \text{ nm}$. Der Nulldurchgang befindet sich für $K_{1,\text{eff}}$ bei $0,8 \text{ nm}$ und während K_2 ab einer Kobaltdicke von $0,7 \text{ nm}$ positiv ist. Die positive Anisotropie zweiter Ordnung verursacht eine Spin-Reorientierung über einen Bereich gekippter Magnetisierung (grauer Bereich). Allerdings ist die Anisotropie zweiter Ordnung klein, so dass der Bereich gegen die Probennormale gekippter Magnetisierung sehr schmal ist, nach den oben berechneten Grenzflächen- und Volumenanisotropien mit einer Breite von nur $0,02 \text{ nm}$. Deshalb liegt keine der gezeigten Proben im Bereich der gekippten Magnetisierung. Der Fluss der Anisotropiekonstanten von senkrechter nach in der Ebene leichter Magnetisierungsrichtung ist annähernd linear. Das heißt, der funktionale Zusammenhang der Anisotropiekonstanten mit der Kobaltdicke gleich, wie bereits anhand der linearen Anpassung beider Konstanten zu erkennen ist (Abb. 3.9). Ein ausführlicher Vergleich der magnetischen Eigenschaften der in dieser Arbeit präsentierten Filmsysteme erfolgt weiter unten (Abschnitt 3.4.2).

Für vollständig mit Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellte Filme wurde auf eine systematische Untersuchung von Filmen mit mehr als einer Kobaltlage verzichtet, da die magnetischen Eigenschaften durch eine Wachstumslage, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurde, verbessert werden können (siehe nächster Abschnitt). Es wurden nur einzelne Proben untersucht, wie zum Beispiel $(\text{Co}_{0,7 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2,0 \text{ nm}})_8$ -Multilagen, die eine senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung zeigen. Im Vergleich zu Multilagen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden, stellt die senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung von $(\text{Co}/\text{Pt})_8$ -Multilagen mit einem Verhältnis zwischen Kobalt- und Platindicke von 1:3 bereits einen Fortschritt dar.

3.3. Magnetischen Eigenschaften von Co/Pt-Filmen, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben auf einer ECR-Wachstumslage hergestellt wurden

Die magnetischen Eigenschaften von Co/Pt-Multilagen werden sowohl von der Qualität der Grenzflächen als auch von der Textur der Filme bestimmt. Um beide Eigenschaften bei einer möglichst dünnen Wachstumslage zu optimieren, werden die beiden Techniken ECR- und Magnetron-Zerstäuben kombiniert. Die Platin-Wachstumslage wird durch ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt. Dadurch sollen senkrechte Beiträge zur Anisotropie unterstützt werden, die sich bei ECR-Filmen in einer hohen Volumenanisotropie zeigen (Abschnitt 3.1.1). Die Co/Pt-Multilage wird durch Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt, da bei dieser Technik eine deutlich höhere Grenzflächenanisotropie als beim ECR-Ionenstrahlzerstäuben beobachtet wird (Abschnitt 3.2.1). Durch die Kombination der ECR- und Magnetron-Techniken sollen die Vorteile beider Techniken für hohe Grenzflächen- und Volumenanisotropie ausgenutzt werden und damit Filme mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung mit Kobaltdicken bis über 1 nm herzustellen.

3.3.1. Magnetische Eigenschaften von Kobalt-Einzellagen, Magnetron-Plasmazerstäuben auf ECR-Wachstumslage

Die magnetischen Eigenschaften werden zunächst an Kobalt-Einzellagen untersucht. Die Filme wurden auf einer 4 nm dicken ECR-Wachstumslage deponiert. Danach wird 1 nm Platin mittels Magnetron-Plasmazerstäuben gewachsen, um Störungen des Wachstums von Kobalt durch Adsorbate zu verhindern, die beim Transfer von ECR- zu Magnetron-Quellen im Vakuum auftreten könnten. Die Filme werden mit einer Decklage von 3 nm Platin versiegelt. Die Kobaltdicke wurde bei diesem Filmsystem zwischen 0,5 und 1,7 nm variiert. Alle Filme in

diesem Dickenbereich sind ferromagnetisch. Für Filme mit 0,5 bis 0,9 nm dicken Kobaltlagen wird eine senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung gefunden. Bei den zuvor untersuchten Filmen war die leichte Magnetisierungsrichtung bei 0,9 nm dicke Kobaltlagen schon in der Ebene. Die größere Maximaldicke für eine senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung zeigt bereits eine Erhöhung der senkrechten Anisotropie im Vergleich zu zuvor diskutierten Filmsystemen. Die Anisotropiebeiträge werden anhand des Verlaufs von $t_{\text{Co}}K$ mit t_{Co} analysiert (Abb. 3.11). Für die Anisotropie erster Ordnung wird ein linearer Verlauf von $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ mit t_{Co} mit einem Nulldurchgang bei etwa 1 nm Kobaltdicke beobachtet (Abb. 3.11a). Der Wert von $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ der dünnsten Probe liegt nicht auf der linearen

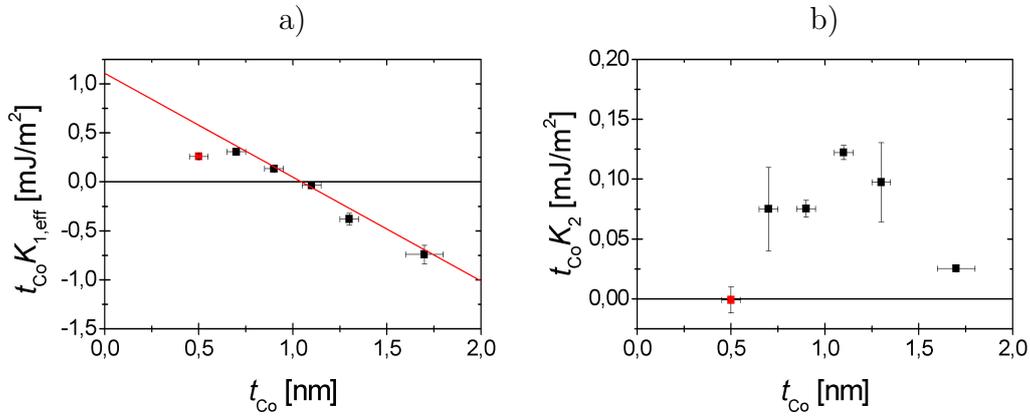


Abbildung 3.11.: Magnetische Anisotropie multipliziert mit der Kobaltdicke als Funktion der Kobaltdicke für Magnetron-Einzellagen auf einer ECR-Wachstumslage. a) Bestimmung der Grenzflächen- und Volumenbeiträge zur magnetischen Anisotropie aus linearer Anpassung (Linie), bei der die rot markierten Messwerte nicht berücksichtigt wurden. b) Verlauf der Anisotropie zweiter Ordnung mit der Kobaltdicke. Hier ist keine lineare Anpassung möglich.

Anpassung und wurde bei der Auswertung der Anisotropiebeiträge nicht berücksichtigt (Abb. 3.11a). Die Ursache für dieses Verhalten liegt wie bei den zuvor diskutierten Filmsystemen im Wachstum der ersten Atomlagen (siehe Abschnitt 3.4.2). Aus der linearen Anpassung werden die Grenzflächen- und Volumenanisotropiekonstanten $K_{1\text{S}} = 0,548 \pm 0,068 \text{ mJ/m}^2$ und $K_{1\text{V,eff}} = -1,05 \pm 0,13 \text{ MJ/m}^3$ bestimmt. Die Volumenanisotropie liegt nahe an den Werten für die oben diskutierten Magnetronfilme und damit nahe an der Formanisotropie von Kobalt $-\frac{\mu_0}{2} M_{\text{S}}^2 = -1,23 \text{ MJ/m}^3$. Es zeigt sich keine entscheidende Änderung in der Volumenanisotropie durch die Verwendung einer Wachstumslage, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurde. Die Grenzflächenanisotropie wird dagegen durch die ECR-Wachstumslage im Vergleich zu komplett mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellten Filmen um etwa ein Drittel erhöht.

Der Verlauf $t_{\text{Co}}K_2$ mit t_{Co} der Anisotropie zweiter Ordnung (Abb. 3.11b) weicht deutlich von einem linearen Verhalten ab. Für 0,7 bis 1,3 nm dicke Kobaltla-

gen ist eine stark ausgeprägte Anisotropie zweiter Ordnung zu erkennen. Der Film mit 0,5 nm Kobaltdicke hat eine verschwindende Anisotropie zweiter Ordnung. Aufgrund des Wachstum der ersten 2-3 Atomlagen zeigt sich auch schon in der Anisotropie erster Ordnung ein abweichendes Verhalten bei einer Kobaltdicke von 0,5 nm. Für die dickste hier gezeigt Kobaltlage mit 1,7 nm Kobaltdicke nimmt die Anisotropie wieder ab und $t_{\text{Co}}K_2$ liegt sogar unterhalb des Bereichs von $t_{\text{Co}}K_2$, der bei den zuvor behandelten Filmsystemen beobachtet wurde. Es könnte sich hierbei um ein Messfehler handeln, da die Magnetisierung bei diesem Film nicht mehr in der schweren Richtung gesättigt werden kann und dadurch eventuell die Krümmung der Hysterese bei der Anpassung nicht erfasst wird. Um dies zu überprüfen wurde die Magnetisierung M des Films mit 1,3 nm dicker Kobaltlage zusätzlich in einem Bereich $|M| \leq 0,2M_S$, statt wie sonst üblich $|M| \leq 0,5M_S$, mit den Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung angepasst, wie in Abschnitt 2.1.1 beschrieben. Durch diese massive Einschränkung des Messbereichs ergab sich eine Vergrößerung von K_2 unter 10% für die 1,3 nm dicke Kobaltlage, so dass ein Messfehler für die beobachtet Änderung bei der 1,7 nm dicken Kobaltlage ausgeschlossen werden kann. Die Dicken der Kobaltlagen mit hoher Anisotropie zweiter Ordnung von unter 1,3 nm legen nahe, dass durch die ECR-Wachstumslage deutliche Änderungen im Wachstum der Kobaltlagen über die ersten beiden Atomlagen hinaus verursacht werden. Dieses Verhalten wird weiter unten (Abschnitt 3.4.2) weiter analysiert, da es auch für Multilagen mit ECR-Wachstumslage beobachtet wird.

Das Verhalten der Anisotropie zweiter Ordnung mit der Kobaltdicke deutet auf ein interessantes Verhalten im Bereich der Spin-Reorientierung dieser Filme hin. Die Spin-Reorientierung mit der Kobaltdicke wird durch die Auftragung der Anisotropie zweiter Ordnung gegen die Anisotropie erster Ordnung näher charakterisiert (Abb. 3.12, Kobaltdicke als Beschriftung der Messwerte). Die Anisotropie zweiter Ordnung ist für alle Proben positiv, so dass die Reorientierung der Magnetisierungsrichtung über einen Bereich gegen die Probennormale gekippter leichter Magnetisierungsrichtung erfolgt. Der Nulldurchgang der Anisotropie erster Ordnung findet zwischen 0,9 und 1,1 nm Kobaltdicke statt. Die hohe Anisotropie zweiter Ordnung zwischen 0,7 und 1,3 nm Kobaltdicke verursacht einen breiten Spin-Reorientierungsübergang mit einer gekippten Magnetisierung um die Kobaltdicke von 1,1 nm (Abb. 3.12). Bei einer Kobaltdicke von 1,1 nm wird eine Probe im Bereich der Reorientierung gemessen, deren magnetische Eigenschaften weiter unten näher betrachtet werden. Der Fluss der Anisotropie von positiver nach negativer erster Ordnung kann hier nicht durch einen linearen Verlauf beschrieben werden. Das heißt, dass die beiden Anisotropiekonstanten einem unterschiedlichen funktionalen Zusammenhang mit der Kobaltdicke gehorchen [69]. Dies ist auch deutlich an den oben diskutierten Verläufen $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ mit t_{Co} zu erkennen (Abb. 3.11). Im Fluss der Anisotropie ist zusätzlich zu erkennen, dass bei einer Kobaltdicke von 1,3 nm die Anisotropie zweiter Ordnung im Vergleich zu den Filmen mit dünneren Kobaltlagen abnimmt. Es deutet sich ein glatter Übergang zwischen den hohen Anisotropiewerten zweiter Ordnung im Bereich 0,7-1,3 nm Kobalt und

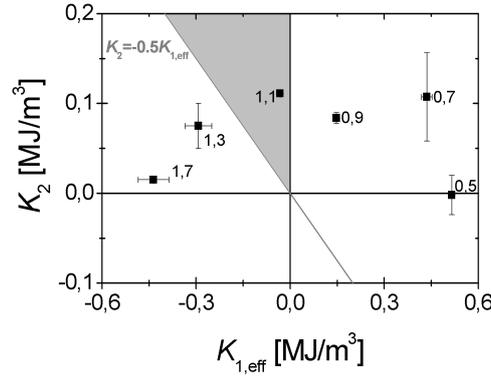


Abbildung 3.12.: Verlauf der Anisotropie zweiter Ordnung mit der Anisotropie erster Ordnung (Kobaltdicke in Nanometer als Beschriftung der Messwerte) von $\text{Pt}_{3\text{ nm}}/\text{Co}_{4\text{ nm}}/\text{Pt}_{5\text{ nm}}$ Filmen (Magnetron-Plasmazerstäuben auf einer ECR-Wachstumslage). Die Reorientierung der senkrechten leichten Magnetisierungsrichtung (1. Quadrant) zu einer leichten Ebene (4. Quadrant, links von Gerade $K_2 = -0,5K_{1,\text{eff}}$) mit ansteigender Kobaltdicke erfolgt über einen breiten Bereich (grau) mit gekippter Magnetisierung. Eine Kobaltdicke liegt im Bereich gekippter Magnetisierung.

dem um bis zu einen Faktor fünf niedrigeren Wert bei 1,7 nm an, der im Verlauf der Anisotropie multipliziert mit der Kobaltdicke als Funktion der Kobaltdicke wie ein Sprung erscheint.

Auf die Probe mit einer Kobaltdicke von 1,1 nm wird im Folgenden näher eingegangen. Die Ummagnetisierungskurven bei dieser Kobaltdicke zeigen keine eindeutige leichte Magnetisierungsrichtung (Abb. 3.13). In der senkrechten Magnetisierungsrichtung (Abb. 3.13a) ist eine offene Hysterese mit dem höchsten Koerzitivfeld $\mu_0 H_C = 28 \pm 1$ mT der gesamten Probenserie zu erkennen. Der Film hat eine Remanenz von 78%, zerfällt jedoch offensichtlich nicht jeweils zur Hälfte in Domänen parallel und antiparallel zum zuvor angelegten Feld, wie in Abschnitt 3.1.3 bei $(\text{Co}/\text{Pt})_8$ -Multilagen mit gekippter leichter Magnetisierungsrichtung und verschwindender Remanenz gefunden wurde. Für ein Verständnis der Remanenz in der senkrechten Magnetisierungsrichtung muss auch der Winkel der Magnetisierung gegen die Probenormale berücksichtigt werden, die aus der Ummagnetisierung in einem Feld in der Probenebene (Abb. 3.13) bestimmt wird.

Die Ummagnetisierung in der Ebene (Abb. 3.13b) zeigt für Felder größer $\mu_0 H \approx 50$ mT eine kohärente Drehung der Magnetisierung in die Probenebene und ein teilweises Schalten der Magnetisierung mit einem Koerzitivfeld von $\mu_0 H_C \approx 13,5$ mT bei kleinen Feldern. Dieses Verhalten ist typisch für eine gekippte Magnetisierung und wurde bereits oben für $(\text{Co}/\text{Pt})_8$ -Multilagen diskutiert (Abschnitt 3.1.3). Der Kippwinkel der leichten Magnetisierungsrichtung gegen die Probenormale Θ_C kann aus den Anisotropiekonstanten $K_{1,\text{eff}} = -32,1 \pm 1,9$ kJ/m³ und $K_2 = 111 \pm 2$ kJ/m³ berechnet werden, die aus der Anpassung der Ummagnetisierung in der Probenebene bestimmt wurden (Abb. 3.13b). Mit Gl. 3.2 ergibt

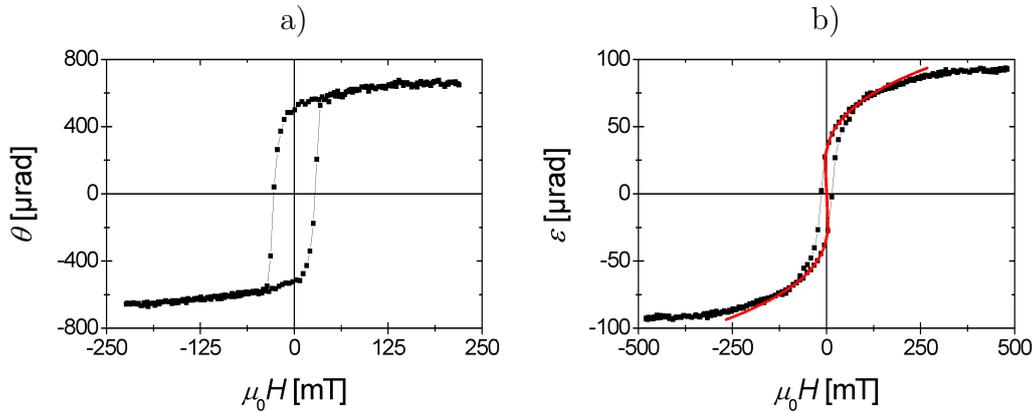


Abbildung 3.13.: Ummagnetisierungskurven eines Pt₃ nm/Co_{1,1} nm/Pt₅ nm-Films (Magnetron-Plasmazerstäuben auf einer ECR-Wachstumslage). a) Messung in einem senkrechten Feld (polare Kerr-Rotation) und b) in einem Feld in der Probenebene (longitudinale Kerr-Elliptizität). In b) ist eine Anpassung der Hysterese mit den Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung gezeigt (Linie).

sich dabei ein Kippwinkel von $21,5^\circ$. Zusätzlich wird Θ_C auch aus dem Verhältnis der Remanenz zu Sättigung bestimmt. Mit Gl. 3.1 ergibt daraus ein Kippwinkel von $20,8^\circ$ und damit als mittlerer Winkel $\Theta_C \approx 21^\circ$. Die Remanenz in der senkrechten Magnetisierungsrichtung müsste mit $\Theta_C = 21^\circ$ etwa 93% betragen, wäre sie alleine auf eine verkippte leichte Richtung zurückzuführen. Um die restlichen 15% der geringeren Remanenz zu erklären müssen zusätzlich etwa 7,5% der Fläche als Domänen vorliegen, deren senkrechte Magnetisierungskomponente antiparallel zum zuvor angelegten Feld ist. Zusammenfassend wird für Kobalt-Einzellagen auf einer ECR-Wachstumslage eine gekippte leichte Magnetisierungsrichtung im Bereich der Reorientierung gefunden, die einen teilweisen Domänenzerfall in der Ummagnetisierungskurve in einem senkrechten Feld zeigt.

3.3.2. Magnetische Eigenschaften von Co/Pt-Multilagen, Magnetron-Plasmazerstäuben auf ECR-Wachstumslage

Nach den magnetischen Eigenschaften von Kobalt-Einzellagen werden die Eigenschaften von (Co/Pt)₈-Multilagen, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurden, auf einer ECR-Wachstumslage untersucht. Die Wachstumslage wird genauso wie bei den Einzellagen von 4 nm ECR- und 1 nm Magnetron-Platin gebildet. Alle Filme werden mit einer 3 nm dicken Decklage aus Platin abgeschlossen, die Kontaminationen des Kobalt in den Multilagen an Luft verhindert. Bei den Dickenangaben in der Zusammensetzung der Multilagen werden zur besseren Lesbarkeit statt der genauen Lagenfolge mit Wachstums- und Decklage nur die periodisch wiederholten Lagen angegeben.

Anisotropie von (Co/Pt)₈-Multilagen als Funktion der Kobaltdicke

Zunächst werden die magnetischen Eigenschaften von (Co/Pt)₈-Multilagen als Funktion der Dicke der Kobaltlagen betrachtet. Die Dicke der Platin-Zwischenschichten ist dabei konstant 2 nm. Die Kobaltdicke wurde dazu zwischen 0,5 und 1,5 nm variiert. Alle untersuchten Filme sind ferromagnetisch und bis zu einer Kobaltdicke von knapp 0,9 nm liegt die leichte Magnetisierung senkrecht zur Probenebene. Zur Auswertung der Anisotropiebeiträge wird der Verlauf von $t_{\text{Co}}K$ mit der Kobaltdicke t_{Co} untersucht (Abb. 3.14). Für die Anisotropie erster Ordnung wird ein näherungsweise linearer Verlauf von $t_{\text{Co}}K$ mit t_{Co} gefunden (Abb. 3.14a). Aus der linearen Anpassung des Verlaufs für die Anisotropie erster Ord-

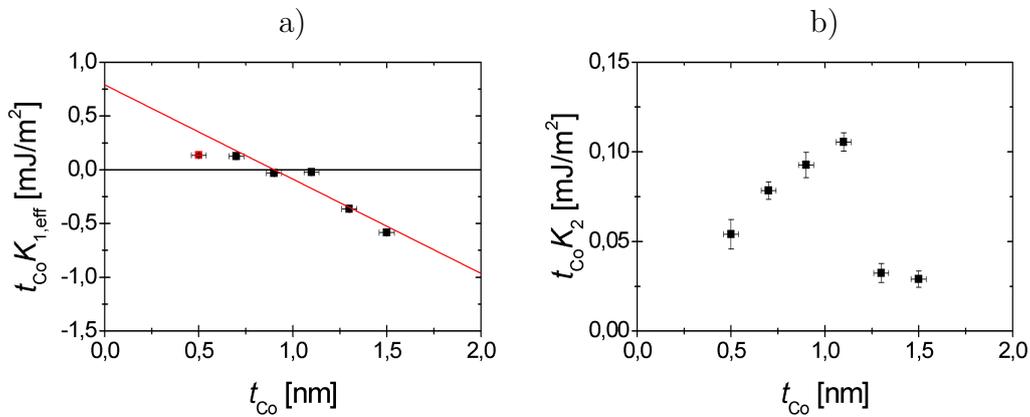


Abbildung 3.14.: Magnetische Anisotropie mal Kobaltdicke als Funktion der Kobaltdicke für $(\text{Co}_{t_{\text{Co}}}/\text{Pt}_{2\text{nm}})_8$ -Multilagen (Magnetron-Plasmazerstäuben auf einer ECR-Wachstumslage). a) Bestimmung der Grenzflächen- und Volumenbeiträge zur magnetischen Anisotropie aus linearer Anpassung (Linie). b) Für den Verlauf der Anisotropie zweiter Ordnung mit der Kobaltdicke ist keine lineare Anpassung über den gesamten Dickenbereich möglich.

nung (Abb. 3.14a) wird der Grenzflächen- und Volumenbeitrag zur Anisotropie $K_{\text{IS}} = 0,395 \pm 0,090 \text{ mJ/m}^2$ und $K_{\text{IV,eff}} = -0,88 \pm 0,16 \text{ MJ/m}^3$ bestimmt. Im Bereich der Reorientierung ($t_{\text{Co}} = 0,9$ und $1,1$ nm) ist die Änderung von $K_{1,\text{eff}}$ gering und der Werte der Anisotropiekonstanten erster Ordnung für eine Kobaltdicke von $1,1$ nm weicht von der linearen Anpassung in Abbildung 3.14 ab. Die Ursache für diese Abweichung ist noch unklar, da aufgrund der Kerr-Signale die Kobaltdicke korrekt scheint und die Ummagnetisierungskurve in der Probenebene praktisch identisch zu der Probe mit $0,9$ nm Kobaltdicke ist. Da die Ursachen für die näherungsweise gleich große Anisotropie erster Ordnung bei $0,9$ und $1,1$ nm Kobaltdicke unklar sind, wurden beide Werte für die lineare Anpassung verwendet. Die Grenzflächenanisotropie ist etwa ein viertel geringer als für die entsprechenden Einzellagen und liegt im erwarteten Bereich für polykristalline Multilagen [60, 112, 137, 138]. Die Volumenanisotropie ist im Vergleich zu den Einzella-

genfilmen etwas größer, die Fehlerbereiche überschneiden sich allerdings, so dass die Abweichung der Mittelwerte nicht überbewertet werden sollte. Der Wert der Volumenanisotropie erster Ordnung liegt im erwarteten Bereich für polykristalline Co/Pt-Multilagen [60, 112, 137, 138]. Im Vergleich zur Anisotropie erster Ordnung von Volumenkobalt, die $0,5 \text{ MJ/m}^3$ beträgt [118], ist die Anisotropiekonstante mit $K_{1V} \approx 0,3 \text{ MJ/m}^3$ etwas geringer. Eine detaillierte Einordnung der Grenzflächen- und Volumenanisotropie im Vergleich zu den weiteren in dieser Arbeit präsentierten Filmsystemen erfolgt in Abschnitt 3.4.2.

Für die Anisotropie zweiter Ordnung ist kein einfacher Zusammenhang zwischen t_{Co} und $t_{\text{Co}}K_2$ zu beobachten (Abb. 3.14b). Für Kobaltlagen $\leq 1,1 \text{ nm}$ wird ein näherungsweise linearer Verlauf gefunden. Eine lineare Anpassung von $t_{\text{Co}}K_2$ bis $t_{\text{Co}} = 1,1 \text{ nm}$ ergibt einen verschwindenden Grenzflächenbeitrag von $-0,018 \pm 0,022 \text{ mJ/m}^2$ und eine positive Volumenanisotropie von $0,125 \pm 0,027 \text{ MJ/m}^3$. Bei Kobaltdicken $t_{\text{Co}} \geq 1,3 \text{ nm}$ ist K_2 und damit auch $t_{\text{Co}}K_2$ deutlich geringer, es findet eine sprunghafte Änderung im Bereich der Kobaltdicke zwischen 1,1 und 1,3 nm statt. Ein ähnliches Verhalten wird bei Magnetron-Einzellagen auf einer ECR-Wachstumslage für Kobaltlagen zwischen 1,3 und 1,7 nm Dicke gefunden. Die weiteren untersuchten Filmsysteme verhalten sich deutlich anders, vor allem tritt die hohe Anisotropie zweiter Ordnung für dünnere Kobaltlagen nicht auf. Im Vergleich der unterschiedlichen Filmsysteme werden weiter unten die Unterschiede im Verhalten der Anisotropie zweiter Ordnung im Zusammenhang mit den unterschiedlichen Grenzflächen- und Volumenanisotropien erster Ordnung diskutiert (Abschnitt 3.4.2).

Zur Charakterisierung des Spin-Reorientierungsübergangs wird der Verlauf der Anisotropie zweiter Ordnung mit der effektiven Anisotropie erster Ordnung dargestellt (Abb. 3.15). Unter einer Variation der Kobaltdicke verläuft die Reorientierung durch den Bereich einer gekippten Magnetisierung. Dieser Bereich ist für dieses Filmsystem breit, wobei zwei untersuchte Kobaltdicken von 0,9 und 1,1 nm innerhalb dieses Bereichs liegen. Der Fluss der Anisotropie ist für den Reorientierungsübergang nichtlinear, das heißt der funktionale Zusammenhang der Anisotropie mit der Kobaltdicke ist für die beiden Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung unterschiedlich [69]. Die Anisotropie zweiter Ordnung ist für $t_{\text{Co}} \leq 1,1 \text{ nm}$ konstant etwa $0,1 \text{ MJ/m}^3$. Für Proben mit leichter Magnetisierungsrichtung in der Ebene ist sie deutlich niedriger und entweder konstant $0,02 \text{ MJ/m}^3$ oder sogar leicht fallend.

Durch die Auftragung der Anisotropie erster und zweiter Ordnung in einem Diagramm erscheint ein glatter Übergang von den hohen Anisotropiekonstanten zweiter Ordnung für $t_{\text{Co}} = 0,5 - 1,1 \text{ nm}$ und etwa um einen Faktor fünf geringeren Anisotropiekonstanten für $t_{\text{Co}} = 1,3$ und $1,5 \text{ nm}$ möglich. Der Übergang zwischen diesen Bereichen erscheint mit der Kobaltdicke abrupt (Abb. 3.14). Berücksichtigt man jedoch die gleichzeitig stattfindende massive Änderung in der Anisotropie erster Ordnung wird der Übergang in K_2 deutlich relativiert.

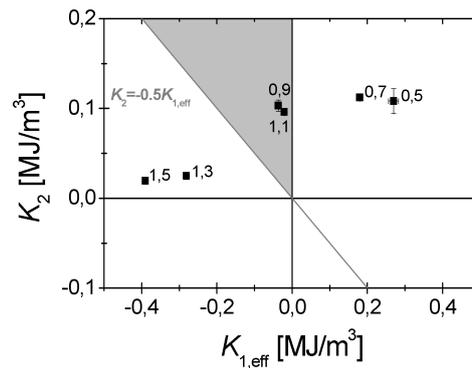


Abbildung 3.15.: Verlauf der Anisotropie zweiter Ordnung mit der Anisotropie erster Ordnung (Kobaltdicke in Nanometer als Beschriftung der Messwerte) von $(\text{Co}_{t_{\text{Co}}}/\text{Pt}_{2 \text{ nm}})_8$ -Filmen (Magnetron-Plasmazerstäuben auf einer ECR-Wachstumslage). Die Reorientierung der senkrechten leichten Magnetisierungsrichtung (1. Quadrant) zu einer leichten Ebene (4. Quadrant, links von Gerade $K_2 = -0,5K_{1,\text{eff}}$) mit ansteigender Kobaltdicke erfolgt über einen breiten Bereich (grau) mit einer gekippten Magnetisierung. Zwei Kobaltdicken werden in diesem Bereich gefunden.

Anisotropie von $(\text{Co}/\text{Pt})_8$ -Multilagen als Funktion der Platindicke

Neben der bereits diskutierten und von Einzellagen bekannten Spin-Reorientierung mit der Kobaltdicke wird in Abhängigkeit von der Platin-Zwischenlagendicke ebenfalls eine Reorientierung beobachtet. Dabei wird die Kobaltdicke mit 0,7 nm konstant gehalten. Der Verlauf der Anisotropie erster und zweiter Ordnung mit der Zwischenlagendicke ist in Abbildung 3.16 dargestellt. Die Anisotropie erster

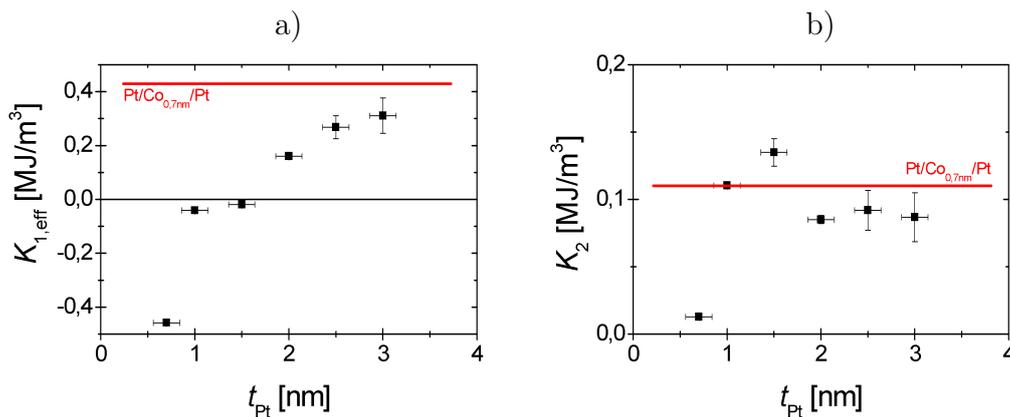


Abbildung 3.16.: Verlauf der a) effektiven Anisotropie erster Ordnung und der b) Anisotropie zweiter Ordnung mit der Platindicke für $(\text{Co}/\text{Pt})_8$ -Multilagen mit 0,7 nm Co. Zum Vergleich ist jeweils die Anisotropie der entsprechenden Einzellage mit 0,7 nm Kobaltdicke als Linie eingezeichnet.

Ordnung steigt mit der Dicke der Platin-Zwischenlage an (Abb. 3.16a). Für die dicksten Zwischenlagen (2,5 und 3 nm) läuft die Anisotropie in eine Sättigung. Bei den weiter oben (Abschnitt 3.1.2) diskutierten Ergebnissen für Doppellagen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden, zeigt sich ein ähnliches Verhalten (Abb. 3.5). Dort ist bei einer Zwischenlage $t_{\text{Pt}} \approx 2 - 3$ nm die Anisotropie näherungsweise konstant, so dass die in beiden Fällen kaum mehr ansteigende Anisotropie durch eine Entkopplung der Kobaltlagen erklärt werden kann. Wird die Zwischenschicht dick genug gewählt, kann erwartet werden, dass ein Übergang zu einem Verhalten wie bei Einzellagen beobachtet wird (Linien in Abb. 3.16). Für die Anisotropie erster Ordnung (Abb. 3.16a) ist zu erkennen, dass der Wert für eine einzelne Kobaltlage auch bei einer Platindicke von 3,0 nm noch nicht erreicht wird. Die Anisotropie zweiter Ordnung ist schon bei einer Platindicke von 1-1,5 nm genauso groß wie für eine Einzellege (Abb. 3.16b). Das unterschiedliche Verhalten von erster und zweiter Ordnung Anisotropie deutet auf unterschiedliche Mechanismen bei der Entkopplung der hier untersuchten Multilagen hin. Bis zu einer Platindicke von etwa 1 nm steigen die Anisotropie sowohl erster als auch zweiter Ordnung an. Beide Anisotropiekonstanten liegen dabei in einem Größenbereich, der für dickere Kobaltlagen erwartet wird (Abschnitt 3.3.1). Platin wächst auf Co(0001)-Einkristallen bis zu einer Dicke von etwas über 1 nm als Inseln [113]. Nimmt man dieses Inselwachstum für die Co/Pt-Multilagen an, wird lokal ein direkter Kontakt zwischen den Kobaltlagen hergestellt, so dass der Einfluss der Grenzflächenanisotropie zurückgeht. Zusätzlich würde durch das Inselwachstum die Textur der Platin-Zwischenlagen verschlechtert, so dass die Volumenanisotropie von Kobalt kleiner wird. Durch das Inselwachstum von Platin auf Kobalt kann das Verhalten der Anisotropie erster und zweiter Ordnung in dieser Arbeit bis etwa 1 nm Dicke der Platin-Zwischenlage erklärt werden. Im Gegensatz zu anderen Arbeiten [115, 138], bei denen kaum ein Anstieg der Anisotropie erster Ordnung oberhalb einer Platindicke von etwa 1 nm nachweisbar ist, wird hier ein weiteres Ansteigen der Anisotropie erster Ordnung bis 3 nm Platindicke beobachtet. In anderen Arbeiten wurde die Kobaltdicke so hoch gewählt, dass sie weit über der Reorientierung ist [115] oder so gering gewählt, dass die Multilagen bei einer Kobaltdicke, die zwei Lagen entspricht, immer noch eine senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung zeigen würden [138]. In dieser Arbeit liegt die Dicke der Kobaltlage am Maximum der mit der Kobaltdicke multiplizierten Anisotropie erster Ordnung. Der Unterschied in der Trennung der Kobaltlagen mit der Platin-Zwischenlagendicke könnte also auf die hohe Anisotropie der einzelnen Kobaltlagen zurückgeführt werden, wie im folgenden Absatz diskutiert wird.

Bei den Co/Pt-Multilagen ist die Anisotropie zweiter Ordnung bereits ab 1 nm dicken Platin-Zwischenlagen konstant und genauso groß wie bei einer Einzellege. Die Anisotropie zweiter Ordnung wird von Volumenbeiträgen dominiert, wie in Abschnitt 3.4.2 diskutiert wird. Die Volumenanisotropie erster Ordnung von Multilagen mit 2 nm dicken Platin-Zwischenlagen ist mindestens genauso groß wie für Einzellagen, wie weiter oben gezeigt wurde. Daraus kann geschlossen werden, dass die Kristallstruktur und Textur in den Kobaltlagen bereits ab 1 nm Platin

ähnlich zu einer Einzellage ist. Deshalb ist die weiter ansteigende Anisotropie erster Ordnung ab 1 nm Platindicke auf eine steigende Grenzflächenanisotropie zurückzuführen. Die Grenzflächenanisotropie kann bereits durch eine geringe Rauigkeit der Grenzflächen reduziert werden, wie im Vergleich mit komplett mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellten Einzellagen deutlich wird (Abschnitte 3.4.1 und 3.4.2). Aufgrund des Inselwachstums von Platin auf Kobalt bis 1 nm Dicke [113] ist anzunehmen, dass auch bei höheren Dicken der Platin-Zwischenlage bis 3 nm die Rauigkeit der Grenzfläche weiter abnimmt. Zusammenfassend wird die Anisotropie der Multilagen bei zunehmender Dicke der Platin-Zwischenlage bis 1 nm von einem direkten Kontakt der Kobaltlagen, von 1 nm bis 3 nm Dicke der Platin-Zwischenlage von Einflüssen der Rauigkeit auf die Grenzflächenanisotropie bestimmt.

Die Eigenschaften der Reorientierung der leichten Magnetisierungsrichtung mit der Platin-Zwischenlagendicke wird durch den Fluss der Anisotropie beschrieben. Der Auftragung der Anisotropie zweiter Ordnung in Abhängigkeit von der effektiven Anisotropie erster Ordnung zeigt einen Verlauf durch den Bereich gekippter Magnetisierung (Abb. 3.17, Platindicke als Beschriftung der Messwerte). Der Be-

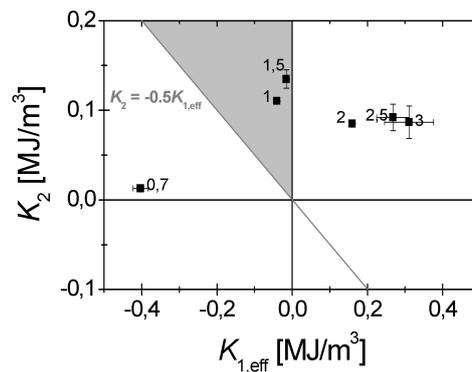


Abbildung 3.17.: Verlauf der Anisotropie zweiter Ordnung mit der Anisotropie erster Ordnung (Platindicke in Nanometer als Beschriftung der Messwerte) von $(Co_{0,7\text{ nm}}/Pt_{t_{Pt}})_8$ -Filmen (Magnetron-Plasmazerstäuben auf einer ECR-Wachstumslage). Die Reorientierung der senkrechten leichten Magnetisierungsrichtung (1. Quadrant) zu einer leichten Ebene (4. Quadrant, links von Gerade $K_2 = -0,5K_{1,eff}$) mit ansteigender Kobaltdicke erfolgt über einen breiten Bereich (grau) mit einer gekippten Magnetisierung. Zwei Platindicken werden in diesem Bereich gefunden.

reich mit gekippter Magnetisierungsrichtung ist aufgrund der hohen Anisotropie zweiter Ordnung zwischen 1,0 und 3,0 nm Platindicke breit (Abb. 3.17). Bei einer Platindicke von 1,0 und 1,5 nm liegen die Anisotropiekonstanten im Bereich gekippter Magnetisierung. Bei einer Platindicke zwischen 3,0 und 1,0 nm ist der Verlauf der Anisotropie zweiter Ordnung nahezu linear mit der Anisotropie erster Ordnung. Dies ist vor allem auf die konstante Anisotropie zweiter Ordnung zurückzuführen. In einen Vergleich des Flusses der Anisotropie mit der Platin-

und der Kobaltdicke fällt auf, dass die auftretenden Wertekombinationen von $K_{1,\text{eff}}$ und K_2 über den gesamten Bereich praktisch identisch sind (Abb. 3.15 und 3.17). Das heißt die Reorientierung der leichten Magnetisierungsrichtung mit der Platin- und Kobaltdicke gehorcht ähnlichen Gesetzmäßigkeiten.

Diskussion des Zusammenhangs zwischen gekippter Magnetisierung und Domänenzerfall bei Co/Pt-Filmen

Die Reorientierung der Magnetisierungsrichtung erfolgt sowohl mit der Kobalt- als auch mit der Platin-Lagendicke über den Bereich einer gekippten Magnetisierungsrichtung. Für diesen Bereich typische Hysteresen der Magnetisierung senkrecht und in der Ebene einer $(\text{Co}_{0,7 \text{ nm}}/\text{Pt}_{1,0 \text{ nm}})_8$ -Multilage sind in Abbildung 3.18 gezeigt. Die senkrechte Magnetisierungsrichtung (Abb. 3.18a) zeigt einen Domänen-

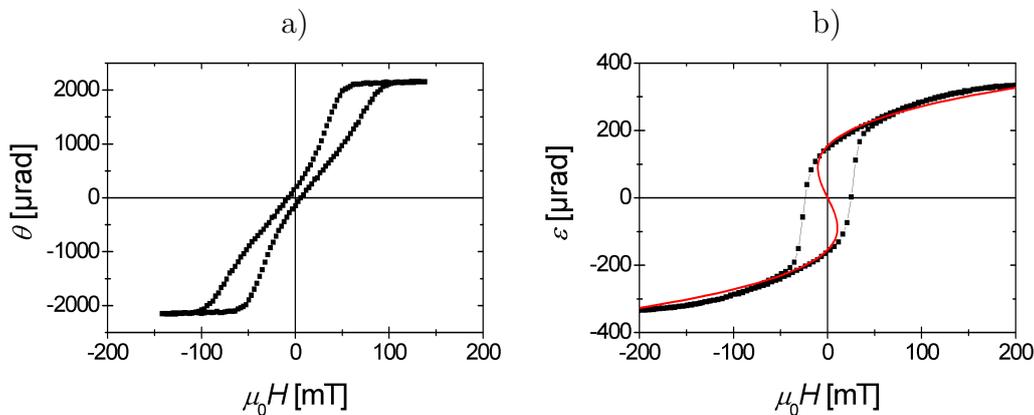


Abbildung 3.18.: Ummagnetisierungskurven für eine $(\text{Co}_{0,7 \text{ nm}}/\text{Pt}_{1,0 \text{ nm}})_8$ -Multilage, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurde, mit gekippter leichter Magnetisierungsrichtung. a) Messung in einem senkrechten Feld (polare Kerr-Rotation) und b) in einem Feld in der Probenebene (longitudinale Kerr-Elliptizität). Die Magnetisierung in der Ebene wurde mit den Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung angepasst (Linie).

zerfall für kleine Felder, der jedoch nicht gleichverteilt in antiparallele Domänen ist, wie an der endlichen Remanenz zu erkennen ist. Für große Felder ist eine offene Hysterese zu beobachten. Eine gleichartige Magnetisierungskurve wird bei ECR-Multilagen beobachtet (Abb. 3.6a) und wird durch wachsende Domänen in einer Labyrinthstruktur für kleine Felder und den Energieunterschied zwischen Nukleation und Vernichtung von blasenförmigen Domänen für hohe Felder erklärt (siehe Abschnitt 3.1.3). Bei der Ummagnetisierung in der Probenebene ist ein teilweises Schalten der Magnetisierung mit offener Hysterese bei kleinen Feldern zu beobachten (Abb. 3.18b). Für hohe Felder wird eine schwere Magnetisierungsrichtung gefunden. Die Ummagnetisierung in der Probenenebene kann durch die gekippte Magnetisierungsrichtung mit einem Schalten zwischen den stabilen, zum

Magnetfeld parallel bzw. antiparallel ausgerichteten gekippten Magnetisierungsrichtungen für kleine Felder und eine kohärente Drehung in die Probenebene für hohe Felder erklärt werden (siehe Abschnitt 3.1.3). Daraus ist zu schließen, dass die Magnetisierung in Form einer labyrinthartigen Domänenstruktur mit gekippter Magnetisierung auftritt.

Aufgrund der Ergebnisse für $(\text{Co/Pt})_8$ -Multilagen, die mittels Magnetron- und ECR-Zerstäuben hergestellt wurden, liegt die Vermutung nahe, dass der Domänenzerfall im Ummagnetisierungsprozess senkrecht zur Probenebene mit einer gekippten leichten Magnetisierungsrichtung einhergeht. Betrachtet man jedoch die Hysteresen einer $(\text{Co}_{0,7 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2,0 \text{ nm}})_{20}$ -Multilage (Abb. 3.19) wird deutlich, dass dieser Zusammenhang nicht eindeutig ist. Die senkrechte Magnetisierungsrichtung

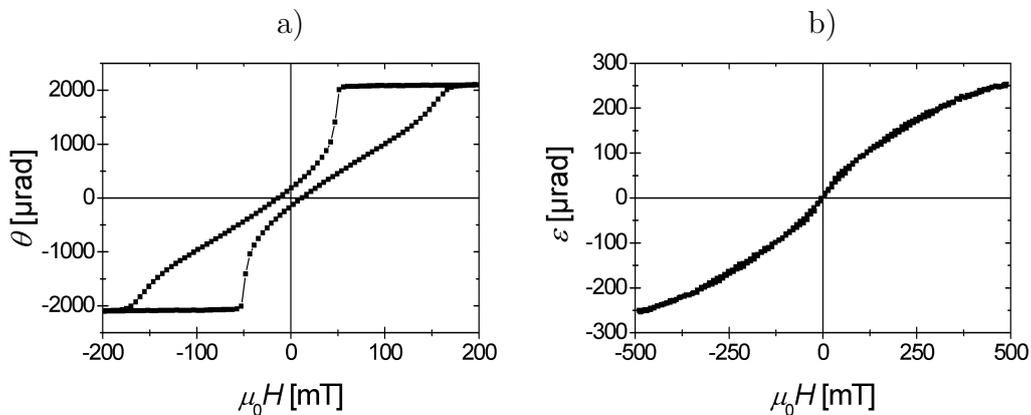


Abbildung 3.19.: Hysteresen für eine $(\text{Co}_{0,7 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2,0 \text{ nm}})_{20}$ -Multilage, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurde, mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung und Domänenzerfall. a) Messung in einem senkrechten Feld (polare Kerr-Rotation) und b) Messung in einem Feld in der Probenebene (longitudinale Kerr-Elliptizität).

(Abb. 3.19a) zeigt einen Domänenzerfall für kleine Felder und eine offene Hysterese für hohe Felder, wie bei der oben diskutierten $(\text{Co}_{0,7 \text{ nm}}/\text{Pt}_{1,0 \text{ nm}})_8$ -Multilage. Die Kobalt und Platinlagen sind bei der zwanzigfach Multilage so gewählt, dass eine senkrechte leichte Magnetisierung bei einer $(\text{Co/Pt})_8$ -Multilage vorliegt. Die leichte Magnetisierungsrichtung bleibt auch bei der höheren Lagenzahl erhalten, wie an der Messung in einem Feld in der Ebene (Abb.3.19b) mit einer schweren Magnetisierungsrichtung mit verschwindender Remanenz zu erkennen. Die Magnetisierungskurve in der Probenebene ist stark gekrümmt, was auf eine relativ hohe Anisotropie zweiter Ordnung zurückzuführen ist. Allerdings ist hier die Anisotropie erster Ordnung positiv, so dass der Film eine senkrechte leichte Richtung hat, obwohl ein Domänenzerfall in der senkrechten Magnetisierungskurve beobachtet wird. Der Domänenzerfall und eine gekippte Magnetisierungsrichtung müssen demnach nicht gemeinsam auftreten, sondern kommen viel mehr gerade bei achtfach Multilagen in ähnlichen Kobalt- und Platin-Dickenbereichen

vor. Andersherum betrachtet wäre es auch naheliegend, dass jeder Film, der eine gekippte Magnetisierung zeigt, in der senkrechten Hysterese in Domänen zerfällt. Die senkrechte Richtung ist nicht der stabile Zustand der Probe und die Magnetisierung in Remanenz kann nicht vollständig senkrecht sein. Dadurch könnte ein Domänenzerfall verursacht werden. Dies gilt, wie weiter oben (Abschnitt 3.3.1) diskutiert wurde, für Kobalt-Einzellagen nur bedingt. Dort wird zwar zusätzlich zu einer Reduktion der Remanenz aufgrund der gekippten Magnetisierung auch ein Domänenzerfall beobachtet. Allerdings zerfallen nur etwa 7,5% des Films in Domänen mit einer senkrechten Magnetisierungskomponente antiparallel zum zuvor angelegten Feld. Das heißt, es gibt keinen eindeutigen Zusammenhang zwischen vollständigem Domänenzerfall in der senkrechten Ummagnetisierungskurve und einer gekippten Magnetisierungsrichtung.

3.4. Vergleich der magnetischen und strukturellen Eigenschaften beim ECR- und Magnetron-Zerstäuben von Co/Pt-Multilagen

Bisher wurden die magnetischen Eigenschaften der unterschiedlich hergestellten Filme getrennt diskutiert. Im Folgenden werden die verschiedenen Herstellungsmethoden bezüglich der magnetischen und strukturellen Eigenschaften verglichen. Die Struktur der Filme wurde mit Röntgenbeugung und -reflektometrie untersucht (Abschnitt 3.4.1). Mit Hilfe der Ergebnisse der Strukturuntersuchungen werden die magnetischen Eigenschaften der unterschiedlich hergestellten Filme verglichen und interpretiert (Abschnitt 3.4.2).

3.4.1. Untersuchung der Struktur und Grenzflächen von Co/Pt-Multilagen mit Röntgenbeugung und -streuung

Um die Kristallstruktur von Platin zu untersuchen wird Röntgenbeugung an $(\text{Co/Pt})_8$ -Multilagen, die durch ECR- oder Magnetron-Zerstäuben auf einer ECR-Wachstumslage hergestellt wurden, in der Umgebung des $\{111\}$ -Reflexes von Platin durchgeführt (Abbildung 3.20). Der $\{111\}$ -Reflex von Platin wird bei einem Winkel 2Θ von $39,8^\circ$ erwartet (Abschnitt 2.4). Die Mitte des Reflexes liegt für alle untersuchten Multilagen zwischen $39,9^\circ$ und $40,3^\circ$ und ist etwas größer als der theoretische Wert. Dabei ist kein Zusammenhang zwischen der Herstellungsmethode und dem Beugungswinkel zu beobachten. Ein $\{200\}$ -Reflex von Platin kann jeweils nicht nachgewiesen werden (Abb. 3.20). Für polykristalline Materialien mit Kristalliten, die in alle Raumrichtung orientiert sind, wäre ein Verhältnis zwischen $\{200\}$ - und $\{111\}$ -Beugungsreflex von 3:4 zu erwarten [107]. Die Intensität des $\{111\}$ -Reflex ist jeweils mehr als ein Größenordnung höher als der Untergrund an der Stelle des $\{200\}$ -Reflexes (Abb. 3.20). Das heißt, dass Platin eine stark ausgeprägte $\langle 111 \rangle$ -Textur zeigt, mit einem Unterschied der Häufigkeiten von $\{111\}$ -

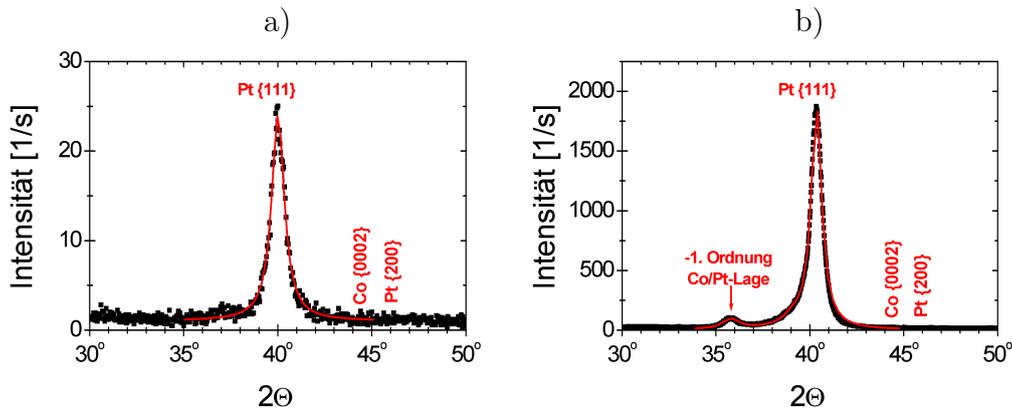


Abbildung 3.20.: Röntgenbeugung an einer a) $(\text{Co}_{0,5 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2,4 \text{ nm}})_8$ -Multilage (ECR-Ionenstrahlzerstäuben) und an einer b) $(\text{Co}_{0,7 \text{ nm}}/\text{Pt}_{1,5 \text{ nm}})_8$ -Multilage (Magnetron-Plasmazerstäuben auf einer ECR-Wachstumslage). Der Winkelbereich um den Platin {111}-Reflex ist gezeigt und zusätzlich sind die Positionen der Reflexe von Kobalt {0002} und Platin {200} markiert. Die Reflexe sind zur Bestimmung der Kristallitgröße jeweils mit einer Lorentzverteilung angepasst. In b) ist neben dem {111}-Reflex von Platin ein Satellitenreflex durch die Co/Pt-Bilagen zu erkennen. Die Intensität der Röntgenstrahlung war aus technischen Gründen bei den beiden Messungen unterschiedlich, weshalb die Intensität der Reflexe für unterschiedliche Messungen nicht verglichen werden kann.

und {200}-Richtungen von mindestens einer Größenordnung. Reflexe von Kobalt konnten bei Multilagen nicht beobachtet werden, da dort der Volumenanteil des Kobalt in der Multilage zu klein ist. Um Informationen über die Kristallstruktur des Kobalt zu erhalten wurden 57 nm dicke Kobaltlagen verwendet. Die Reflexe der Kobaltfilme zwischen $43,7^\circ$ und $43,8^\circ$ passen zur $\text{Co}(0001)$ -Ebene mit einem berechneten Beugungswinkel von $2\Theta = 44,5^\circ$ mit einer um 1% in c-Richtung gedehnten hcp-Struktur.

Zur Bestimmung der Kristallitgröße wurden die Reflexe wie in Abb. 3.20 mit einer Lorentz-Verteilung angepasst. Die mittlere Kristallitgröße wird aus der Breite der Lorentz-Verteilung nach der Scherrer-Gleichung (Gl. 2.13) bestimmt. Aus der Breite des {111}-bzw. {0002}-Reflexes ergeben sich mittlere Kristallitgrößen zwischen 11 und 18 nm (Tabelle 3.1). Dabei wurden jeweils über Messungen an mehreren $(\text{Co}/\text{Pt})_8$ -Multilagen und dicken Kobaltfilmen gemittelt und ein Fehler angegeben, der alle Einzelmessungen umfasst. Die Kristallite haben in allen Filmen einen Durchmesser zwischen 11 und 18 nm (Tabelle 3.1). Der 57 nm dicke Kobaltfilm hat die höchste Kristallitgröße, was auf die größere Gesamtdicke zurückzuführen ist. Die vollständig mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellten Multilagen haben eine etwas geringere Kristallitgröße. Die geringere Kristallitgröße weist auf eine geringere Beweglichkeit der Atome während des Wachstums hin. Die Kristallite sind jeweils kleiner als die entsprechende Filmdicke und größer als die Dicke der zuerst deponierten Platin-Wachstumslage, die jeweils zwischen 4 und

		d_{Pt} [nm]	d_{Co} [nm]
ECR:	$(\text{Co/Pt})_8$	13 ± 2	-
ECR:	$t_{\text{Co}} = 57 \text{ nm}$	-	18 ± 4
Magnetron:	$(\text{Co/Pt})_8$	11 ± 1	-
ECR + Magnetron:	$(\text{Co/Pt})_8$	15 ± 1	-

Tabelle 3.1.: Kristallitgrößen von Platin- und Kobalt-Kristalliten für Co/Pt-Multilagen und dicke Kobaltfilme. Es sind jeweils die Mittelwerte der Messungen an gleich hergestellten Proben angegeben. Die Fehler der Kristallitgrößen sind so gewählt, dass sie Kristallitgrößen von unterschiedlichen Dicken der Lagen einschließen.

8 nm dick ist. Eine Kristallitgröße von 10 bis 15 nm wurde mittels Rastertunnelmikroskopie (STM) und Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) bereits für Platin-Filme, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden, in einem ähnlichen Dickenbereich wie bei der Wachstumslage gefunden [86]. Die Kristallite, die durch die Wachstumslage vorgegeben sind, wachsen als Säulen weiter, wie auch in anderen Arbeiten durch TEM-Untersuchungen an Co/Pt-Multilagen gezeigt werden konnte [61, 137].

Die Energie der aus dem Target gelösten Kobalt- und Platinatome liegt bei etwa 20 eV (Magnetron) bis 30 eV (ECR) [139, 140], also mehr als zwei Größenordnungen über den Energien bei thermischer Verdampfung, die bei etwa 1000 K in der Größenordnung von 0,1 eV liegen. Die hohe Energie der Atome bei Zerstäubungstechniken verursacht eine hohe Beweglichkeit der Atome bei der Deposition, wodurch Lagenwachstum bevorzugt wird. Das Wachstum wird zusätzlich durch die am Target zurückgestreuten Argonionen beeinflusst [141–143], die ihre Energie an die deponierten Atome abgeben. Wird die Probe mit weniger Ionen beschossen als Atome deponiert werden, erhöht sich hauptsächlich die Beweglichkeit der Atome und das Lagenwachstum in dicht gepackten Kristallebenen wird durch die Ionen unterstützt [143]. Bei den hier verwendeten Techniken treffen nur am Target reflektierte Ionen auf die Probe. Das heißt, der Ionenfluss ist gering und unterstützt das Lagenwachstum.

Im Beugungsbild der $(\text{Co/Pt})_8$ -Multilage, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurde, ist deutlich ein zusätzlicher Reflex bei einem Beugungswinkel 2Θ von knapp 36° zu erkennen (Abb. 3.20b). Dabei handelt sich um einen Satelliten des $\{111\}$ -Reflexes von Platin, der durch die Lagenstruktur des Films entsteht. Solche Überstruktureffekte werden häufig an Multilagen beobachtet und sind ein Indiz für gut definierte Bilagen mit scharfen Grenzflächen [138, 144]. Satellitenreflexe entstehen durch eine zusätzliche Phasenverschiebung aufgrund des Abstands der einzelnen Platinlagen. Die n . Ordnung dieser Reflexe wird unter der Beugungsbedingung $2 \sin \Theta = \lambda(1/d_{111} + n/t_{\text{Co/Pt}})$ gefunden. Der hier gefundene Reflex ist die -1. Ordnung einer Co/Pt-Bilage mit aus der Reflexposition berechneten Dicke von 2,1 nm, in Übereinstimmung mit der Dicke der Co/Pt-Bilage von 2,2 nm. Satellitenreflexe durch die Lagenstruktur wurden bei

allen Multilagen gefunden, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt werden.

Eine quantitative Untersuchung der Co/Pt-Grenzflächen wurde mittels Röntgenreflektometrie durchgeführt. In der spekulären Reflektivität der Multilagen sind Oszillationen mit zwei unterschiedlichen Perioden zu erkennen (Abb. 3.21). Hochfrequente Oszillationen werden durch die Gesamtdicke des Multilagenfilms t_{ges} bestimmt und ihre Periode beträgt $2\pi/t_{\text{ges}}$. Sie liegt bei den hier untersuchten (Co/Pt)₈-Multilagen zwischen $0,018$ und $0,025 \text{ \AA}^{-1}$ (Abb. 3.21). Schwebungen dieser Oszillationen werden durch die Dicke der Co/Pt-Bilagen $t_{\text{Co/Pt}}$ verursacht. Ihre Periode beträgt $2\pi/t_{\text{Co/Pt}}$, das heißt für die hier untersuchten Filme $0,16$ bis $0,4 \text{ \AA}^{-1}$ (Abb. 3.21). In Reflektivitätsmessungen an Multilagen, die durch ECR- und Magnetron-Zerstäuben hergestellt wurden (Abb. 3.21a und b), sind zunächst unterschiedliche Periodenlängen der beiden Oszillationentypen zu erkennen. Diese Unterschiede sind auf die Dicke der Filme und der Co/Pt-Bilagen

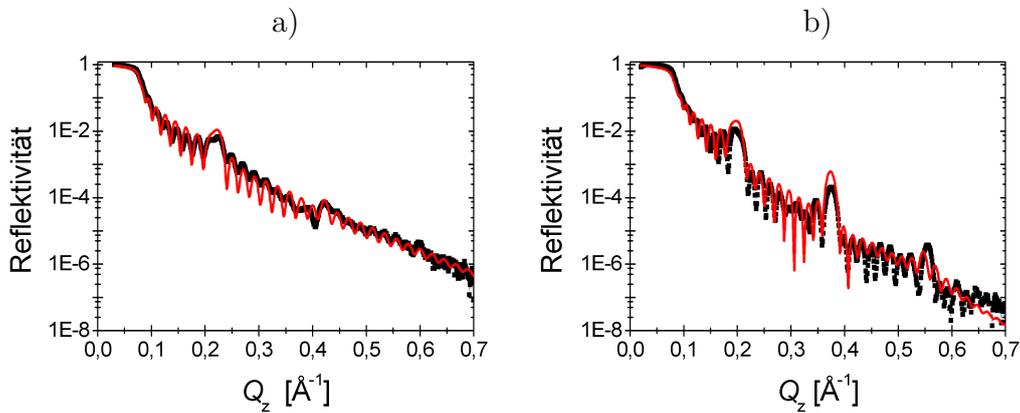


Abbildung 3.21.: Messungen der spekulären Röntgenreflektivität als Funktion des Streuvektors senkrecht zur Probenebene für a) eine $(\text{Co}_{0,5\text{nm}}/\text{Pt}_{2,4\text{nm}})_8$ -Multilage mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben und b) $(\text{Co}_{0,7\text{nm}}/\text{Pt}_{3,0\text{nm}})_8$ -Multilage mittels Magnetron-Plasmazerstäuben. Die Wachstumslage der Filme wurde jeweils mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt. Der Verlauf der Reflektivität wurde mit Hilfe der Parratt32-Software angepasst [145]. Der angepasste Verlauf ist jeweils als Linie gezeigt.

zurückzuführen. Die beobachteten Perioden der Oszillationen decken sich mit den deponierten Kobalt- und Platindicken. Unterschiede in der Qualität der Grenzflächen der Co/Pt-Bilagen können anhand der Bilagen-Oszillationen bestimmt werden. Der Vergleich der Messungen in Abb. 3.21a und b zeigt, dass bei Multilagen, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurden, Bilagen-Oszillationen höherer Ordnung stärker ausgeprägt sind als bei Multilagen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden. Die deutlicher ausgeprägten Bilagen-Oszillationen höherer Ordnung zeigen, dass die Grenzflächen zwischen Kobalt und Platin beim Magnetron-Plasmazerstäuben besser definiert sind als beim

ECR-Ionenstrahlzerstäuben. Für eine quantitative Auswertung wurde der Verlauf der Reflektivität mit der Parratt32-Software simuliert [145–147]. Mit Hilfe dieser Simulationen können die Messungen vor allem für Streuvektoren bis etwa $0,5 \text{ \AA}^{-1}$ gut reproduziert werden (Abb. 3.21). Die Dicke der diffusen Grenzflächen und der Kobalt- bzw. Platinlagen wurden als freie Parameter für die Multilagen angepasst. In der Reflektometrie werden für Filme, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt werden, Dicken der diffusen Grenzflächen zwischen $0,65$ und $0,75 \text{ nm}$, gefunden. Für Filme, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt werden, beträgt die Dicke der diffusen Grenzflächen zwischen $0,4$ und $0,5 \text{ nm}$. Diese Werte sind jeweils in der gleichen Größenordnung wie die Kobaltdicke in den Co/Pt-Bilagen. Dadurch ist vor allem die Dicke der einzelnen Lagen in der Berechnung nicht mehr wohldefiniert und es kann auch nicht mehr zwischen Co/Pt und Pt/Co-Grenzfläche unterschieden werden [147]. Die Dicke der Co/Pt-Bilagen und der diffusen Grenzfläche wird jedoch korrekt bestimmt. Die aus den Reflektivitätsmessungen bestimmte Dicke der diffusen Grenzflächen kann sowohl durch Rauigkeit der Filme als auch durch eine Durchmischung der Grenzflächen erklärt werden.

Um zwischen Rauigkeit und Durchmischung der Grenzflächen unterscheiden zu können wird die diffuse Streuung mittels *rocking scans* an den Filmen untersucht (siehe Abschnitt 2.4). *Rocking scans* für unterschiedliche Einfallswinkel sind in Abbildung 3.22 exemplarisch für eine $(\text{Co}_{0,5 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2,0 \text{ nm}})_8$ -Multilage gezeigt, die durch ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wird. Zur Demonstration wurde eine ECR-Multilage ausgewählt, weil dort, wie weiter oben gezeigt, die höchsten Dicken für die diffusen Grenzflächen beobachtet werden. Die Intensität der dif-

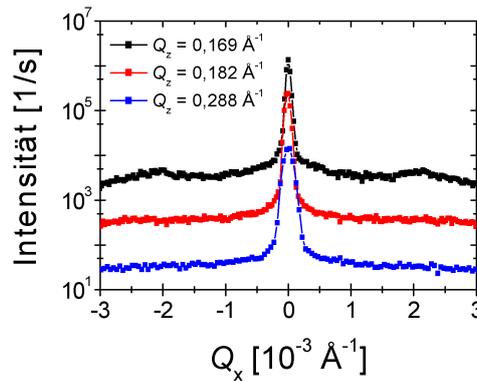


Abbildung 3.22.: *Rocking scan* an einer $(\text{Co}_{0,5 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2,0 \text{ nm}})_8$ -Multilage, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden. Die Intensität um den reflektierten Strahl ist gegen den Streuvektor in der Probenebene aufgetragen. Die Verteilung der Intensität ist für Streuvektoren senkrecht zur Probenebene von $0,17$ bis $0,29 \text{ \AA}^{-1}$ dargestellt.

fusen Streuung ist für Streuvektoren Q_z bis $0,3 \text{ \AA}^{-1}$ knapp drei Größenordnungen niedriger als die Intensität des reflektierten Strahls. Durch eine Erhöhung des

Streuvektors Q_z zeigt sich eine leicht ansteigende Breite der *rocking scans* unterhalb von $5 \times 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$. Die geringe Verbreiterung der Intensitätsverteilung spricht für eine sehr geringe Rauigkeit der Filme. Die Reflexe wurden jeweils für eine quantitative Auswertung der Rauigkeit der Filme Fourier-transformiert und wie in Abschnitt 2.4 beschrieben angepasst. Die Anpassung ergibt eine RMS-Rauigkeit (Standardabweichung der Höhe der Oberfläche) der Filme von etwa 0,2 nm. Ähnliche Ergebnisse ergaben Rastertunnelmikroskopie-Untersuchungen an Platinfilmen auf Silizium, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden. Dort wurde eine RMS-Rauigkeit von 0,3 nm gefunden [86]. Die Multilagen wachsen demnach mit der Rauigkeit der Platin-Wachstumslage von etwa einer Atomlage weiter, was mit dem weiter oben diskutierten Säulenwachstum der Multilage übereinstimmt. Die *rocking scans* an Multilagen, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben der Multilage und ECR-Ionenstrahlzerstäuben der Platin-Wachstumslage hergestellt wurden, zeigen das gleiche Verhalten wie die eben diskutierten Filme. Wird sowohl die Wachstumslage als auch die Multilage mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt, steigt die Breite des *rocking scan* mit zunehmendem Streuvektor der direkten Reflektion leicht an. Das heißt, die Rauigkeit der Filme nimmt zu, wenn die Wachstumslage mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wird, was auf die kleinere Kristallitgröße der Filme zurückzuführen ist. Allerdings ist dieser Anstieg nur qualitativ zu erfassen, die RMS-Rauigkeit der Filme beträgt also auch hier etwa eine Atomlage. Die RMS-Rauigkeit einer Multilage, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben der Multilage und ECR-Ionenstrahlzerstäuben der Platin-Wachstumslage hergestellt wurde, kann mittels Rasterkraftmikroskopie (AFM) zu 0,14 nm bestimmt werden. Diese Rauigkeit der Oberfläche stimmt gut mit der Rauigkeit aus den *rocking scans* der Multilagen und den STM-Aufnahmen der Platin-Wachstumslage überein. Die beobachteten Rauigkeiten der Filme sind also von der Wachstumslage bis zur Decklage etwa eine Atomlage.

Mit Hilfe der Ergebnisse aus der diffusen Streuung und den RMS-Rauigkeiten aus STM und AFM-Messungen kann zwischen Rauigkeit und Durchmischung der Grenzflächen in den Reflektivitätsmessungen unterschieden werden. Die diffusen Grenzflächen aus der Reflektometrie können für alle Filmsysteme nur zum Teil auf die Rauigkeit des Films zurückgeführt werden. Eine Rauigkeit von knapp 0,3 nm, die nur leicht über einer Atomlage liegt, wird für alle Filme angenommen. Die Durchmischung der Grenzflächen nimmt damit von 0,4 auf 0,2 nm zwischen ECR- und Magnetron-Zerstäuben ab. Unter Berücksichtigung der Dicke der Kobaltlagen sind diese Änderungen entscheidend für die magnetischen Eigenschaften der Filme (Abschnitt 3.4.2). Beim ECR-Ionenstrahlzerstäuben liegt die gesamte Kobaltlage von Filmen mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung mit 0,5 nm Kobaltdicke als ungeordnete Legierung vor. Beim Magnetron-Plasmazerstäuben ist dagegen nur die erste Atomlage an der Grenzfläche von der Durchmischung betroffen ist.

Wie bereits weiter oben beschrieben, liegen die Energien der Platin- und Kobaltatome, die beim Zerstäuben erwartet werden, zwischen 20 eV und 30 eV. Beim

Magnetron-Ionenstrahlzerstäuben herrscht mit 3×10^{-3} mbar ein um einen Faktor 20 höherer Arbeitsdruck als beim ECR-Ionenstrahlzerstäuben mit $1,5 \times 10^{-4}$ mbar. Die mittlere freie Weglänge der Teilchen im Restgas wird dadurch von 40 cm auf 2 cm reduziert [90]. Dadurch werden die Atome auf dem 10 cm langen Weg zum Substrat stärker abgebremst und thermalisiert [148, 149]. Das gleiche gilt für die Argonionen die zum Zerstäuben verwendet und vom Target mit reduzierter Energie reflektiert werden. Die Primärionen haben im Vergleich zu den Platin- und Kobaltatomen eine deutlich höhere Energie (Abschnitt 2.2). Nach der Reflektion am Platin-Target beträgt die Energie der Argonatome beim ECR-Ionenstrahlzerstäuben bis zu 400 eV und beim Magnetron-Plasmazerstäuben bis zu 160 eV [139, 140, 150]. Die Mindestenergie für eine Umlagerung von Atomen in Platin und Kobalt liegt zwischen 42 und 58 eV [151]. Die Energie der deponierten Atome, die am Target eine Energie von weniger als 30 eV besitzen, reicht deshalb nicht aus um Atome innerhalb des Kristall umzulagern. Die Energie der Argonionen reicht aus um Atome im Kristall zwischen Gitterplätzen zu bewegen, so dass sie einen höheren Anteil an der Grenzflächendurchmischung haben als die deponierten Atome. Die Energie der Argonionen am Probenort ist stärker vom Druck abhängig, da sie bei Stößen im Restgas stärker abgebremst werden als die Metallatome, die am Probenort eine Energie von 5 – 30 eV haben [142]. Der Einfluss der reflektierten Ionen auf die Grenzfläche wird von Studien bestätigt, bei denen zum Ionenzerstäuben ein schwereres Edelgas wie Xenon statt Argon verwendet wurde [152–156], das am Target mit geringerer Energie reflektiert wird. Durch die Verwendung von schweren Edelgasen wurden die Eigenschaften der Grenzflächen von Multilagen verbessert [152, 153, 155, 156]. Die Erhöhung des Arbeitsdruck während des Zerstäubens hat bei Drücken bis wenige 10^{-3} mbar einen positiven Einfluss auf die Grenzflächen der Kobalt- und Platinlagen, bei weiter steigenden Drücken hat sich jedoch gezeigt, dass die Rauigkeit der Filme zunimmt und sich Fehlstellen in der Bedeckung bilden [157]. Durch diese Fehlstellen kann das Koerzitivfeld von Multilagen erhöht werden, da sie die Bewegung von Domänenwänden beim Schaltvorgang behindern [153, 157]. Die Einflüsse des Ionenstrahlzerstäubens auf die Eigenschaften von Co/Pt-, Co/Au- und Co/Cu-Multilagen wurden bereits früher untersucht [155, 156, 158, 159]. Bei Co/Cu-Multilagen wird eine Erhöhung des Riesenmagnetowiderstandes mit schwereren Edelgasen zum Ionenstrahlzerstäuben und mit abnehmender Ionenenergie beobachtet [155, 156]. Bei Co/Au-Multilagen und einem Argon-Ionenstrahl wurde eine senkrechte leichte Richtung erst durch Ausheilen der Proben und damit Entmischen der Grenzflächen beobachtet [158]. Für Co/Pt wurden durch eine niedrige Ionenenergie von 300 eV die magnetischen Eigenschaften verbessert [159]. Durch Anpassung der Depositionsbedingungen können demnach auch die Eigenschaften der Grenzflächen beim Ionenstrahlzerstäuben verbessert werden.

Zusammenfassend besitzen die in dieser Arbeit untersuchten Filme eine stark ausgeprägte $\langle 111 \rangle$ -Textur. Die Rauigkeit der Filme liegt im Bereich einer Atomlage und ist damit sehr gering. Abhängig von der Herstellungsmethode sind die Grenzflächen zwischen 0,2 und 0,4 nm durchmischelt.

3.4.2. Einflüsse des Wachstums auf magnetischen Eigenschaften von Co/Pt-Multilagen

Wie sich in den vorhergehenden Abschnitten gezeigt hat, hängen die magnetischen Eigenschaften von Co/Pt-Multilagen stark von der Herstellungsmethode ab. Mit der Herstellungsmethode werden die Kristallstruktur, Textur und Grenzflächenqualität variiert. Die Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von der Herstellungsmethode wird am Vergleich zweier gleich zusammengesetzter $(\text{Co}_{0,5 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2,0 \text{ nm}})_8$ -Multilagen, die mittels ECR- bzw. Magnetron-Zerstäuben hergestellt wurden, besonders deutlich (Abb. 3.23). In der senkrechten Magnetisier-

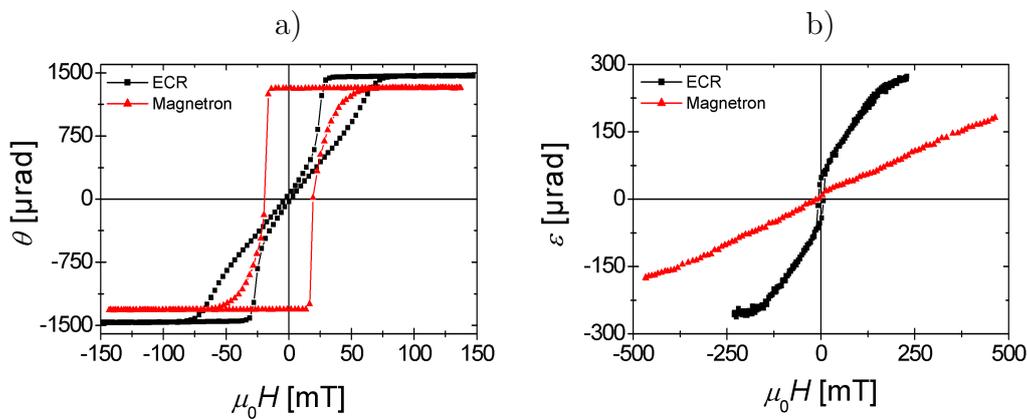


Abbildung 3.23.: Ummagnetisierungskurven für $(\text{Co}_{0,5 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2,0 \text{ nm}})_8$ -Multilagen, die jeweils mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben (Quadrate) und Magnetron-Plasmazerstäuben (Dreiecke) hergestellt wurden. In a) ist die Magnetisierungskurve in einem senkrechten Feld (polare Kerr-Rotation) und in b) in einem Feld in der Ebene (longitudinale Kerr-Elliptizität) dargestellt.

ungskomponente ist für die Multilage, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurde, ein Domänenzerfall zu beobachten, während die Multilage, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurde, eine rechteckige Hysterese bei voller Remanenz zeigt (Abb. 3.23a). Die Magnetisierung in der schweren Richtung kann für die Magnetron-Multilage bei einem Feld in der Ebene von 500 mT nicht mehr gesättigt werden, während die Magnetisierung der ECR-Multilage bereits bei 200 mT gesättigt ist (Abb. 3.23b). Am höheren Sättigungsfeld in der Probenebene ist zu erkennen, dass die senkrechte Anisotropie beim Magnetron-Plasmazerstäuben deutlich höher ist. Die leichte Magnetisierungsrichtung ist bei der ECR-Multilage gegen die Probennormale geneigt, das heißt, die senkrechten Anisotropiebeiträge reichen für eine senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung nicht aus. Diese offensichtlichen Unterschiede in den magnetischen Eigenschaften in Abhängigkeit von der Herstellungsmethode sind vor allem auf Unterschiede der senkrechten Grenzflächen- und Volumenbeiträge zur Anisotropie der Multilagen zurückzuführen, die im Folgenden diskutiert werden.

Vergleich der Grenzflächen- und Volumenanisotropie erster Ordnung

Die Anisotropie erster Ordnung wurde für Kobalt-Einzellagen und (Co/Pt)₈-Multilagen hinsichtlich der Grenzflächen- und Volumenbeiträge analysiert. In Tabelle 3.2 sind die Grenzflächenanisotropie K_{1S} und die Volumenanisotropie ohne Formanisotropie $K_{1V} = K_{1V,\text{eff}} + \mu_0 M_S^2/2$ für die verschiedenen Herstellungsmethoden aufgeführt.

	K_{1S} [mJ/m ²]	K_{1V} [MJ/m ³]	Abschnitt
ECR-Einzellagen	$0,287 \pm 0,019$	$0,433 \pm 0,043$	3.1.1
Magnetron-Einzellagen	$0,383 \pm 0,023$	$0,281 \pm 0,055$	3.2.1
Magnetron-Einzellagen auf ECR-Wachstumslage	$0,548 \pm 0,068$	$0,18 \pm 0,13$	3.3.1
Magnetron-Multilagen auf ECR-Wachstumslage	$0,395 \pm 0,090$	$0,35 \pm 0,16$	3.3.2

Tabelle 3.2.: Grenzflächen- und Volumenanisotropiekonstanten erster Ordnung für unterschiedlich hergestellte Pt/Co_{t_{Co}}/Pt-Filme und (Co_{t_{Co}}/Pt_{2_{nm}})₈-Multilagen. Für Details zur Zusammensetzung der Filme siehe die entsprechenden Abschnitte.

Die Grenzflächenanisotropie ist wegen der geringeren Durchmischung der Grenzflächen bei Filmen, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurden, höher als bei Filmen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden. Die Durchmischung der Grenzflächen verursacht eine weniger ausgeprägte Symmetriebrechung und damit geringere Neélsche Grenzflächenanisotropie [77, 160]. Alternativ wird die Grenzflächenanisotropie auch auf verspannungsinduzierte Anisotropie zurückgeführt [78, 161]. Auch eine Anisotropie durch Verspannungen an der Grenzfläche kann durch eine Durchmischung der Grenzflächen und damit ein weniger verspanntes Wachstum reduziert werden. Die Volumenanisotropie ist im Gegensatz zur Grenzflächenanisotropie für die ECR-Einzellagen am höchsten. Die Volumenanisotropie der ECR-Einzellagen liegt nahe an der Kristallanisotropie von Kobalt-Einkristallen entlang der *c*-Achsen im hexagonalen Gitter [118]. Die hohe Volumenanisotropie spricht dafür, dass die $\langle 111 \rangle$ -Textur der Platinlage beim ECR-Ionenstrahlzerstäuben in einen hohen Anteil der hcp $\langle 0001 \rangle$ -Textur der Koballage übertragen wird.

Durch die Verwendung einer Wachstumslage, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurde, wird die Grenzflächenanisotropie bei Einzellagen, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurden, weiter erhöht (Tabelle 3.2). Diese Erhöhung kann auf eine stärkere $\langle 111 \rangle$ -Textur und eine niedrigere Rauigkeit durch die Wachstumslage zurückgeführt werden. Die Textur der Filme spielt aufgrund der unterschiedlichen Grenzflächenanisotropie der Kristallrichtungen von Platin eine Rolle, wie an epitaktisch gewachsenen Co/Pt-Multilagen ge-

zeigt werden konnte [112]. Für Filme, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurden, wird eine leicht erhöhte Rauigkeit der Filme und geringere Kristallitgröße beobachtet (Abschnitt 3.4.1). Bei der Trennung von Multilagen durch eine Platin-Zwischenlage wird eine erhöhte Rauigkeit erwartet (Abschnitt 3.3.2) und eine geringere Grenzflächenanisotropie gemessen. Deshalb ist es naheliegend die geringere Grenzflächenanisotropie auf eine erhöhte Rauigkeit der Grenzflächen zurückzuführen. Durch die ECR-Wachstumslage wird die Volumenanisotropie der Magnetron-Einzellagen nicht erhöht, was darauf hinweist, dass der Einfluss der Textur der Wachstumslage gering ist. Dabei muss beachtet werden, dass die Volumenanisotropie erster Ordnung von Kobaltlagen bestimmt wird, die dicker als 1 nm sind. Das Verhalten der Anisotropie zweiter Ordnung mit der Kobaltdicke bei Filmen mit Kobaltdicken bis 1,1 nm, das weiter unten diskutiert wird, spricht für eine stärkere $\langle 111 \rangle$ -Textur der ECR-Wachstumslage. Die Volumenanisotropie ist für die beiden Einzellagen-Systeme, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurden, im Rahmen der Fehlergrenzen gleich und nur etwa halb so groß wie bei ECR-Einzellagen (Tabelle 3.2). Die geringe Volumenanisotropie kann durch dieses teilweise Wachstum in fcc $\{111\}$ -Richtung erklärt werden, wie an der negativen Anisotropie erster Ordnung von fcc-Volumenkobalt zur (111)-Ebene bei 500°C von $-0,2 \text{ MJ/m}^3$ [118] deutlich wird. Das Verhalten der Anisotropie zweiter Ordnung mit der Kobaltdicke, das weiter unten diskutiert wird, weißt ebenfalls darauf hin, dass das Kobalt mit zunehmender Dicke teilweise in fcc-Kristallstruktur wächst.

Bei Magnetron-Multilagen mit 2,0 nm dicken Platin-Zwischenlagen geht die Grenzflächenanisotropie im Vergleich zu Kobalt-Einzellagen, die jeweils auf einer Platin-Wachstumslage gewachsen wurde, wieder zurück. Dieses Verhalten ist auf eine reduzierte Anisotropie durch die Dicke der Platin-Zwischenschicht zurückzuführen. Für eine bis 3,0 nm zunehmende Zwischenschichtdicke steigt die Anisotropie an (siehe Abschnitt 3.3.2). Angesichts der Volumenanisotropie der Multilagen (Tabelle 3.2) ist die ansteigende Anisotropie hauptsächlich auf eine steigende Grenzflächenanisotropie zurückzuführen. Die Volumenanisotropie der Multilagen ist im Vergleich zu den Magnetron-Einzellagen auf einer ECR-Wachstumslage fast verdoppelt, im Vergleich zu Einzellagen auf einer Magnetron-Wachstumslage um 25% gestiegen. Allerdings überschneiden sich die Fehlerbereiche der Anisotropiekonstanten, wodurch das scheinbar deutliche Anwachsen der Volumenanisotropie relativiert wird. Die Volumenanisotropie ist bei einer Dicke der Platin-Zwischenlage von 2,0 nm voll ausgeprägt und wird eventuell zusätzlich zur Kristallanisotropie durch magnetoelastische Beiträge verstärkt.

Im Vergleich zu anderen Arbeiten über Co/Pt-Multilagen [52, 60] ist die Grenzflächenanisotropie von ECR-Einzellagen aufgrund der hohen Durchmischung der Grenzflächen geringer. Die Grenzflächenanisotropie der Magnetron-Einzel- und Multilagen liegt im Bereich der meisten Arbeiten zu Co/Pt-Multilagen mit $\langle 111 \rangle$ -Textur [52, 60]. Die Volumenanisotropie der ECR-Einzellagen ist nur maximal 10% kleiner als die Volumenanisotropie von epitaktischen Multilagen auf GaAs(111) [112], epitaktischen Einzellagen auf Pt(111) [162] oder der Anisotro-

pie von Volumenkobalt zur (0001)-Ebene [118]. Damit kann davon ausgegangen werden, dass die $\langle 111 \rangle$ -Textur des Platin optimal auf eine $\langle 0001 \rangle$ -Textur von hcp-Kobalt übertragen wird. Die Volumenanisotropie der Magnetron-Filme ist ähnlich zu den Ergebnissen anderer Arbeiten an polykristallinen Co/Pt-Multilagen [59, 66, 138].

Zusammenfassend werden durch Magnetron-Plasmazerstäuben Multilagen mit zu anderen Arbeiten vergleichbaren Anisotropiebeiträgen hergestellt. Durch ECR-Ionenstrahlzerstäuben kann die Textur der Filme verbessert werden und können Kobaltlagen mit hoher Kristallanisotropie, vergleichbar zu epitaktisch gewachsenen Filmen, hergestellt werden. Allerdings verursacht die Durchmischung der Grenzflächen eine reduzierte Grenzflächenanisotropie. Durch die Verwendung von ECR-Ionenstrahlzerstäuben bei den Wachstumslagen und Magnetron-Plasmazerstäuben bei den Multilagen ergeben sich die höchsten Werte für die Grenzflächenanisotropie. Deshalb werden in dieser Arbeit durch die Kombination der Ionenzerstäubungs-Techniken für eine senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung optimierte Multilagen hergestellt.

Verhalten der Anisotropie erster Ordnung mit der Kobaltdicke

Die Grenzflächen- und Volumenbeiträge zur Anisotropie erster Ordnung werden aus einer linearen Anpassung von $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ bestimmt. Für kleine Kobaltdicken unter 0,7 nm ist bei allen Herstellungsmethoden ein Abknicken zu niedrigen Anisotropiewerten zu erkennen (Abb. 3.24). Dieses Verhalten ist typisch für Co/Pt-Multilagen und wird dort sowohl für epitaktisch gewachsene als auch für polykristalline Filme zwischen 0,4 und 0,8 nm Kobaltdicke beobachtet [59, 60, 63, 66, 112, 128, 138, 162]. Als Ursachen werden Inselwachstum für die ersten Atomlagen [63, 130] und dadurch reduzierte Anisotropie, magnetoelastische Beiträge durch zunächst pseudomorphes und mit steigender Dicke relaxiertes Wachstum von Kobalt auf Platin [59, 112] und Durchmischung der Grenzflächen aufgeführt [66].

In dieser Arbeit wird bei ECR-Multilagen eine Durchmischung von etwa 0,4 nm und bei Magnetron-Multilagen eine Durchmischung von etwa 0,2 nm gefunden. Es wird jedoch für alle Filme etwa die gleiche Kobaltdicke von 0,7 nm für das Abknicken der Anisotropie erster Ordnung zu niedrigen Anisotropiewerten beobachtet (Abb. 3.24). Auch in zuvor veröffentlichten Arbeiten sind keine Änderungen zwischen Filmen, die mittels Ionenzerstäuben, wo eine stärkere Durchmischung erwartet werden kann, und Filmen, die mittels thermischen Verdampfen hergestellt wurden, zu erkennen [59, 60, 63, 66, 112, 128]. Dadurch kann die Bildung einer Grenzflächenlegierung mit geringer Anisotropie als Ursache für das Abknicken von $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ mit der Kobaltdicke ausgeschlossen werden.

Sowohl Relaxation von Kobalt als auch Inselwachstum könnten die Ursache des Verhaltens der magnetischen Anisotropie bei geringen Kobaltdicken sein [60]. Die Unterschiede im magnetischen Verhalten von Co/Pt, Co/Pd und Co/Au-Multilagen und Kobaltfilmen auf Pt, Pd und Au(111) können bei der Unter-

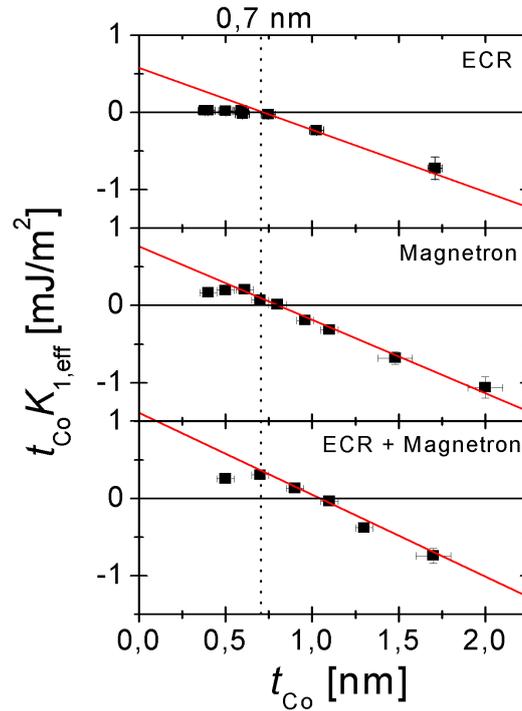


Abbildung 3.24.: Magnetische Anisotropie erster Ordnung multipliziert mit der Kobaltdicke in Abhängigkeit von der Kobaltdicke. Die Ergebnisse von Einzellagen, die mittels ECR-, Magnetron-Zerstäuben und der Kombination aus beiden hergestellt wurden, sind dargestellt. Zusätzlich sind jeweils die linear angepassten Verläufe der Anisotropie gezeigt.

scheidung zwischen diesen Ursachen zusätzlich Informationen liefern. Bei Co/Pd-Multilagen wird sowohl für polykristalline als auch für epitaktisch gewachsene Filme ein linearer Verlauf von $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ als Funktion der Kobaltdicke auch für ultradünne Kobaltlagen bis 0,2 nm Kobaltdicke beobachtet [55, 59, 163–165]. Bei Co/Pt-Multilagen wird wie oben beschrieben ein Abknicken vom linearen Verlauf im Bereich 0,4–0,8 nm beobachtet [59, 60, 63, 66, 112, 128, 137, 138]. Bei Co/Au-Multilagen weicht der Verlauf von $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ von einem linearen Verhalten bei Kobaltlagen unterhalb von etwa 1,5 nm ab [59, 158].

Die Unterschiede im Wachstum der Multilagen werden durch Untersuchungen an entsprechenden Einkristallen mit (111)-Oberfläche deutlich. Für Co/Pt(111) [162] und Co/Pd(111) [166] wird jeweils ab etwa ein bis zwei Atomlagen ein Wachstum mit der Gitterkonstante von Kobalt gefunden. Bei Co/Au(111) wird dagegen ein verspanntes Wachstum mit Übergang zur Gitterkonstante von Kobalt bei einer Dicke von etwa 1,2 nm beobachtet [167, 168]. Dadurch kann das Verhalten von Co/Au-Multilagen durch magnetoelastische Beiträge zur Anisotropie, während Kobalt in die eigene Kristallstruktur relaxiert, erklärt werden [59, 60, 78]. Für Co/Pd- und Co/Pt-Multilagen bedeutet das Wachstum mit

Kobalt-Kristallstruktur ab maximal 0,4 nm Kobaltdicke, dass magnetoelastische Anisotropiebeiträge als zusätzliche Grenzflächenanisotropie eingehen und das Verhalten von $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ mit der Kobaltdicke nicht durch magnetoelastische Beiträge erklärt werden kann. Der Unterschied zwischen Co/Pd- und Co/Pt-Multilagen im Verlauf von $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ als Funktion von t_{Co} könnte durch stärker ausgeprägtes Inselwachstum, also einer lokalen Fehlorientierung der Grenzfläche gegen die Normale und damit einer Reduktion der Grenzflächenanisotropie senkrecht zur Probenebene erklärt werden [60]. Allerdings wird sowohl für Platin- als auch Palladium-Einkristalle ab etwa zwei Atomlagen ein Lagenwachstum des Kobalt gefunden [166, 169]. Ein stärker ausgeprägtes Inselwachstum für Platin als für Palladium wird nicht beobachtet, kann also nicht als Ursache für das unterschiedliche Verhalten der Anisotropie angenommen werden.

Für Kobaltinseln mit einer und zwei Atomlagen Dicke auf Pt(111) wurden vor kurzem die magnetischen Eigenschaften mit atomarer Auflösung untersucht [170, 171]. Dabei wurde eine fcc- und eine hcp-artige Koordination der Kobaltatome bezüglich der Platinoberfläche mit unterschiedliche Energieniveaus der d-Elektronen von Kobalt gefunden. Die unterschiedliche Koordination wurde an Versetzungslinien des Kobalt gefunden, die durch die Gitterfehlانpassung zwischen Kobalt und Platin entstehen. Mit zunehmender Dicke der Inseln kann aus den in Ref. [170, 171] angegebenen Daten eine steigende Grenzflächenanisotropie berechnet werden. Allerdings ist der Zusammenhang zwischen der Koordination und Anisotropie der Kobaltatome in den Inseln noch unklar. Ein solcher Zusammenhang könnte jedoch den Unterschied zwischen Co/Pt- und Co/Pd-Multilagen erklären, da die geringere Gitterfehlانpassung zwischen Kobalt und Palladium weniger Versetzungslinien in Kobaltfilmen erzeugt und eine homogene Koordination der Kobaltatome bezüglich der Oberfläche erwartet werden kann.

Zusammenfassend ist das Verhalten der Anisotropie erster Ordnung mit der Kobaltdicke nicht auf die Durchmischung der Grenzflächen zurückzuführen. Die Ergebnisse von Wachstumsuntersuchungen auf Einkristallen sprechen gegen die häufig genannten Ursachen Relaxation und Inselwachstum von Kobalt für das Abknicken von $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$. Neuere Untersuchungen an Kobaltinseln können durch unterschiedliche Koordinationen von Kobalt bezüglich der Platin-Oberfläche einen Hinweis auf die Ursache des Abknicken von $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ mit der Kobaltdicke liefern, allerdings ist hier noch unklar inwieweit die Anisotropie mit der beobachteten elektronischen Struktur des Kobalt zusammenhängt.

Verhalten der Anisotropie zweiter Ordnung mit der Kobaltdicke

Das Verhalten der Anisotropie zweiter Ordnung erlaubt Rückschlüsse auf das Wachstum der Co/Pt-Multilagen. Die magnetische Anisotropie zweiter Ordnung zeigt bei den hier verwendeten Herstellungsmethoden zwei qualitativ unterschiedliche Abhängigkeiten von der Kobaltdicke. Vollständig mittels ECR- und Magnetron-Zerstäuben hergestellte Filme haben jeweils eine konstante bis leicht ansteigende Anisotropie zweiter Ordnung bei Kobaltdicken zwischen 0,4 und 3 nm (Abb.

3.25). Die Volumenanisotropie zweiter Ordnung liegt bei etwa $0,05 \text{ MJ/m}^3$, ähnlich wie bereits für $3,2 \text{ nm}$ dicke Kobaltlagen [135] beobachtet wurde. Diese Werte der Volumenanisotropie zweiter Ordnung sind etwa halb so groß wie die Anisotropie zweiter Ordnung von hcp-Volumenkobalt von $0,12 \text{ MJ/m}^3$ [118]. Im Gegen-

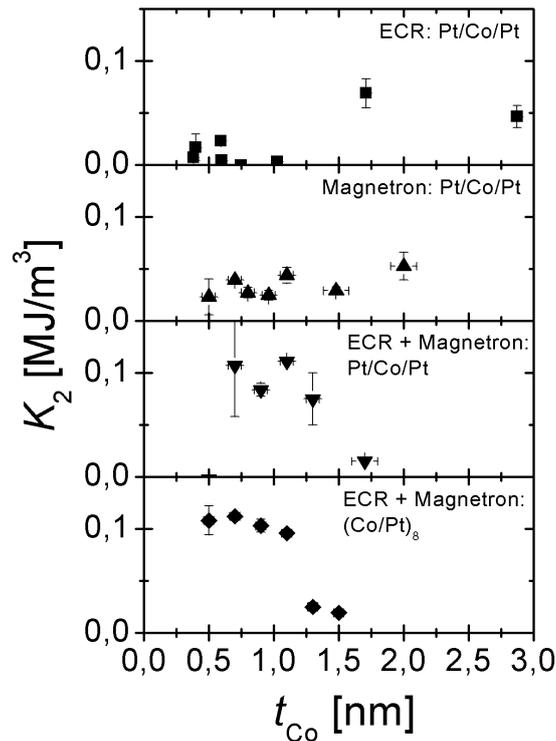


Abbildung 3.25.: Anisotropie zweiter Ordnung in Abhängigkeit von der Kobaltdicke. Es sind jeweils die positiven Anisotropiekonstanten zweiter Ordnung für alle untersuchten Filmsysteme dargestellt.

satz zu dieser konstanten Anisotropie zweiter Ordnung wird bei Einzellagen und $(\text{Co/Pt})_8$ -Multilagen, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben auf ECR-Wachstumslagen deponiert werden, für Kobaltdicken bis etwa $1,1 \text{ nm}$ eine Anisotropie zweiter Ordnung von etwa $0,1 \text{ MJ/m}^3$ gefunden. Die Anisotropie zweiter Ordnung ist in diesem Dickenbereich etwa genauso groß wie für Volumenkobalt entlang der c-Achse [118]. Mit steigender Kobaltdicke nimmt die Anisotropie zweiter Ordnung ab und ist geringer als bei den anderen Herstellungsmethoden. Dieses Verhalten deutet auf zwei unterschiedliche Wachstumsmodi hin, mit einem starken positiven Volumenbeitrag zur Anisotropie zweiter Ordnung für die dünnsten Kobaltlagen, mit einer Dicke unterhalb von $1,1 \text{ nm}$. Bereits die Volumenanisotropie erster Ordnung weist darauf hin, dass Kobalt beim Magnetron-Plasmazerstäuben nicht vollständig in der hcp $\langle 0001 \rangle$ -Richtung wächst, wie oben in diesem Abschnitt diskutiert wurde. Die hohe Anisotropie zweiter Ordnung bei

geringen Kobaltdicken könnte sowohl durch eine hcp-Kristallstruktur mit $\langle 0001 \rangle$ -Textur oder zusätzliche magnetoelastische Beiträge durch verspanntes Wachstum verursacht werden. Mit der Kobaltdicke variierende magnetoelastische Beiträge zur Anisotropie wurden bereits weiter oben ausgeschlossen. Eine starke $\langle 111 \rangle$ -Textur der Platin-Wachstumslage und glattere Grenzflächen könnten jedoch eine starke $\langle 0001 \rangle$ -Textur von Kobalt und damit eine Anisotropie zweiter Ordnung wie bei hcp-Volumenkobalt verursachen. Das heißt, dass bis zu einer Dicke von etwa 1,1 nm hcp-Kobalt und mit steigender Kobaltdicke aufgrund von Stapelfehlern eine teilweise fcc-Kristallstruktur des Kobalt mit sinkende Anisotropie zweiter Ordnung gefunden würde. Beim ECR-Ionenstrahlzerstäuben sind die ersten Atomlagen kein reines Kobalt sondern eine ungeordnete CoPt-Legierung. Deshalb kann nicht erwartet werden, dass eine Anisotropie zweiter Ordnung wie bei hcp-Volumenkobalt gefunden wird.

Zusammenfassend wird die Anisotropie zweiter Ordnung von Volumenbeiträgen dominiert. Bei Filmen, die vollständig mittels Magnetron- oder ECR-Zerstäuben hergestellt wurden, wird eine Volumenanisotropie bestimmt, die etwa die Hälfte der Anisotropie von hcp-Volumenkobalt beträgt. Für Magnetron-Filme auf ECR-Wachstumslagen wird für Kobaltdicken unter 1,1 nm eine Anisotropie zweiter Ordnung wie für hcp-Volumenkobalt beobachtet. Mit zunehmender Kobaltdicke sinkt die Anisotropie zweiter Ordnung. Daraus kann geschlossen werden, dass für dünne Kobaltlagen ein Wachstum mit hcp-Struktur gefunden wird, das aufgrund von Stapelfehlern mit zunehmender Kobaltdicke in ein Wachstum mit fcc-Struktur übergeht.

Wahl der Herstellungsmethode für magnetischen Nanostrukturen

An den Unterschieden zwischen den Co/Pt-Filmsystemen in der Grenzflächen- und Volumenanisotropie zeigt sich, dass durch die Kombination von Magnetron- und ECR-Technik Multilagen der höchsten senkrechten Anisotropie hergestellt werden können. Dadurch sind Magnetron-Multilagen auf Platin-Wachstumslagen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden, das ideale System für Nanostrukturen mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung. Die Kobalt- und Platinlagen werden dabei mit jeweils mit 0,7 nm und 2,0 – 2,5 nm so dick gewählt, dass sie im Maximum der Anisotropie multipliziert mit der Kobaltdicke sind. Außerdem sind Kobaltlagen durch die Platinlagen so gut getrennt, dass mit zunehmender Platindicke nur noch kleine Änderungen der Anisotropie auftreten.

4. Magnetische Nanostrukturen, hergestellt mit Masken aus selbstorganisiert geordneten Blockcopolymer-Micellen

Die Selbstorganisation von Blockcopolymeren ist eine der vielversprechendsten Methoden zur Herstellung hexagonal angeordneter magnetischer Nanostrukturen [1, 4] auf einem Gitter mit unter 100 nm mittleren Abstand. Durch Selbstorganisation auf Oberflächen können große Flächen mit einfachen Methoden, schnell und mit geringen Herstellungskosten strukturiert werden [4]. Die treibende Kraft bei der Bildung solcher Übergitter ist eine möglichst dichte Packung der Strukturen auf der Oberfläche, die durch eine hexagonale Packung auf der Oberfläche realisiert werden kann. Bei selbstorganisierten Gittern wird häufig eine Nahordnung ohne langreichweitige Korrelationen gefunden (siehe auch Abb. 4.2b). Mögliche Ursachen für eine fehlende langreichweitige Ordnung sind Mikrodomänen von dicht gepackten Strukturen, die gegeneinander versetzt sind, Abweichungen im Durchmesser bei Nanokugeln, die zusätzliche Versetzungen zwischen geordneten Bereichen verursachen, und weiche Strukturen bei Polymeren, so dass die Polymere durch Deformation eine von einer hexagonalen Struktur abweichende dichte Packung erreichen können. Durch Vorstrukturierung der Topographie oder der chemischen Eigenschaften der Oberflächen kann die langreichweitige Ordnung sowohl von Blockcopolymeren [58, 172–175] als auch von Blockcopolymer-Micellen [176, 177] erhöht werden. Die Vorstrukturierung erzeugt Nukleationszentren der Strukturdomänen und richtet sie entlang der mesoskopischen Struktur aus.

Die Verwendung von Blockcopolymeren zur Strukturierung basiert meist auf dünnen Polymerfilmen, die sich auf Oberflächen nach Ausheilen, aufgrund der unterschiedlichen chemischen Eigenschaften der Blöcke, anordnen [29–31]. Durch präferentiellen Abtrag eines der Polymerblöcke, beispielsweise mittels reaktiven Ionenätzens, werden Masken zur Herstellung von Punkt- oder Lochgittern erzeugt [30]. Mit Hilfe von Blockcopolymeren konnten bereits erfolgreich Nanostrukturen aus Filmen von CoCrPt-Legierungen mit senkrechter leichter Magnetisierung hergestellt werden [32, 58]. Die magnetischen Eigenschaften dieser Punktgitter wurden jedoch nicht [58] oder nur rudimentär untersucht [32]. Im Gegensatz dazu wird in dieser Arbeit besonderer Wert auf die magnetische Charakterisierung gelegt.

In dieser Arbeit werden Micellen aus Blockcopolymeren, das heißt, Nanoku-

geln, die sich in einem Lösungsmittel bilden, und die Selbstorganisation dieser Micellen auf Oberflächen zur Strukturierung verwendet (Abschnitt 4.1). Durch die Verwendung von Blockcopolymer-Micellen können sowohl magnetische Lochgitter (Abschnitt 4.2) als auch Punktgitter (Abschnitt 4.3) hergestellt werden. Zur Herstellung von Lochgittern werden zwei Ansätze vorgestellt. Ein Ansatz zur Herstellung von Lochgittern verwendet alleine die Höhenmodulation der Micellen und Ionenätzen unter streifenden Einfall (Abschnitt 4.2.1). Für die weiteren Strukturierungsansätze werden die Micellen mit anorganischem Material gefüllt [E1] und die gefüllten Micellen zur Herstellung von Lochgittern (Abschnitt 4.2.2) bzw. die Micellenkerne zur Herstellung von Punktgittern (Abschnitt 4.3) durch senkrechten Einfall von Argonionen geätzt. Micellen mit anorganischem Kern wurden bereits in den Gruppen Möller/Ziemann erfolgreich zur Herstellung von Punkt- und Lochgittern aus GaAs/InGaAs-Filmen mittels Gold-Nanopartikeln [37, 47] und zur Herstellung von Punktgittern aus FePt-Nanopartikeln [35, 36, 178] genutzt. Durch die Verwendung von FePt-Partikeln können räumlich gut getrennte, ferromagnetische Nanostrukturen hergestellt werden, deren leichte Magnetisierungsrichtung jedoch in alle Raumrichtungen verteilt ist. In dieser Arbeit werden mit Siliziumoxid gefüllte Micellen als Maske zur Herstellung magnetischer Nanostrukturen aus Co/Pt-Multilagen verwendet [E1]. Die leichte Magnetisierungsrichtung ist durch die Eigenschaften der Co/Pt-Multilagen vorgegeben, so dass die magnetischen Eigenschaften der Strukturen besser definiert sind.

4.1. Selbstorganisation von Blockcopolymer-Micellen

Zur Herstellung magnetischer Nanostrukturen wird die Selbstorganisation von Blockcopolymer-Micellen mit wenigen 10 nm Durchmesser genutzt. Blockcopolymer-Micellen erlauben eine hohe Flexibilität bei der Strukturierung durch die Möglichkeit die Micellen zum Beispiel mit Metallen zu füllen [35, 37]. Blockcopolymer bestehen aus zwei oder mehr Blöcken, die hydrophil und hydrophob sind [45]. In dieser Arbeit werden Micellen aus Blockcopolymeren mit einem hydrophoben Polystyrol-Block und hydrophilen Polyvinylpyridin-Block (Abb. 4.1) verwendet [E1], die im Institut für Physikalische Chemie der Universität Hamburg hergestellt werden. Deshalb wird im Folgenden das Verhalten von Blockcopolymeren aus zwei Blöcken (Diblockcopolymeren) beschrieben. In einem unpolaren Lösungsmittel bilden Diblockcopolymeren ab einer kritischen Konzentration inverse Micellen [45], also Kugeln mit den hydrophilen Polymerblöcken im Zentrum und den hydrophoben Polymerblöcken als Hülle (Abb. 4.1). Mit Hilfe der Länge der Polymerketten kann der Durchmesser sowohl des Kerns als auch der Hülle der Micellen eingestellt werden [45]. Die einzige Einschränkung bei der unabhängigen Einstellung des mittleren Abstand und des Kerndurchmessers ist, dass das Verhältnis der Länge der Polymerketten im Bereich der Bildung von Micellen lie-

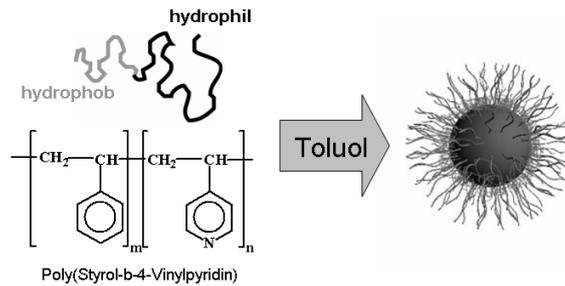


Abbildung 4.1.: Erzeugung von Micellen aus Poly(Styrol-b-4-Vinylpyridin) Blockcopolymeren [179]. Die hydrophilen Blöcke der Polymere agglomerieren in einem unpolaren Lösungsmittel (Toluol) im Zentrum von Kugeln, so dass die hydrophoben Blöcke eine Polymerhülle bilden.

gen muss (siehe Ref. [180]). In einem weiteren Schritt können die Micellen mit anorganischen Materialien gefüllt werden. Dazu wird ein entsprechendes Salz, also eine hydrophile Substanz, in das unpolare Lösungsmittel mit den Micellen gegeben. Das Salz sammelt sich in den Kernen der Micellen, da es dort gelöst werden kann und wird danach oxidiert [181] bzw. reduziert [47]. In dieser Arbeit werden mit Siliziumoxid gefüllte Micellen verwendet. Der SiO_2 -Kern wird durch Oxidation von Tetramethylsilan im Micellenkern erzeugt. Die gefüllten Micellen werden auf Oberflächen aufgeschleudert oder aufgezogen (spin- bzw. dip coating, Abb. 4.2a). Beim Aufschleudern wird die Oberfläche mit einem Tropfen der Micellenlösung benetzt. Durch eine Rotation der Probe wird der Tropfen ausgedünnt und das Lösungsmittel verdunstet. Bei einer passenden Rotationsgeschwindigkeit und Konzentration der Lösung kann eine geschlossene Bedeckung mit einer einzelnen Lage erreicht werden. Die gleiche Bedeckung der Oberfläche kann durch Aufziehen der Lösung erreicht werden. Dabei wird die Probe in die Micellenlösung getaucht und mit konstanter Geschwindigkeit aus der Lösung gezogen. Je nach Größe der Micellen werden mit einer der beiden Beschichtungsmethoden optimale Parameter für die Bedeckung der Oberfläche und Ordnung der Micellen gefunden. Die Beschichtung der Oberflächen mit Micellen wird von Andreas Frömsdorf im Institut für Physikalische Chemie der Universität Hamburg durchgeführt.

In der Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme (SEM-Aufnahme, Abb. 4.2b) einer mit Micellen belegten Oberfläche ist die flächendeckende Belegung mit von Micellen zu erkennen. Die Bedeckung entspricht dabei einer Monolage. Die Bedeckung der Oberfläche wurde jeweils auch bei geringerer Vergrößerung untersucht und ist auf der Probenfläche, mit mehr als etwa 1 mm Abstand zu den Rändern, homogen. Die Micellen sind dicht gepackt, zeigen jedoch keine langreichweitige Ordnung. Durch Vorstrukturierung der Topographie oder der chemischen Eigenschaften der Oberflächen kann die langreichweitige Ordnung sowohl von Blockcopolymeren [58, 172–175] als auch von Blockcopolymer-Micellen [176, 177] erhöht werden. Auf die Ordnung der Übergitter wird in dieser Arbeit nicht gesondert

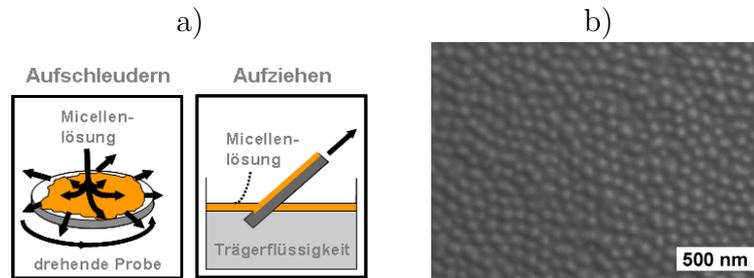


Abbildung 4.2.: Deposition von Micellen auf Oberflächen durch a) aufschleudern und -ziehen [179]. Die Depositionsbedingungen werden so eingestellt, dass eine geschlossene Monolage von Micellen auf der Oberfläche deponiert wird, wie in b) einer SEM-Aufnahme von metallisierten Micellen mit einem Durchmesser von etwa 70 nm gezeigt ist.

eingegangen, da bekannt ist, wie sie verbessert werden kann.

Die laterale Struktur wird orts aufgelöst mit Rasterelektronenmikroskopie (SEM, LEO 1550 ultra microscope) und integral durch Röntgen-Kleinwinkelstreuung unter streifendem Einfall (GISAXS) untersucht. In dieser Arbeit werden die Ergebnisse der GISAXS-Untersuchungen verwendet, die entsprechenden Messungen und Auswertungen werden in Ref. [E1] diskutiert. Zusätzlich werden die Micellen mittels Rasterkraftmikroskopie (AFM, JPK Nanowizard microscope) zur Bestimmung der Höhenmodulation untersucht. Für die hier gezeigte Probe wird bei einem Durchmesser der Micellen von 70 nm eine Höhenmodulation von 8,4 nm in Linienprofilen durch AFM-Aufnahmen beobachtet [E4]. Die deutlich geringere Höhenmodulation im Vergleich zum Durchmesser ist hauptsächlich auf eine Benetzung der Oberfläche durch die Micellen und damit eine Halbellipsoid-artige Form der Micellen auf der Oberfläche zurückzuführen, wie durch GISAXS-Messungen gezeigt werden konnte [E1]. Zusätzlich erscheint die Höhenmodulation in Linienprofilen durch AFM-Aufnahmen geringer als die mittels GISAXS bestimmte Höhe von etwa 20 nm, weil die Zwischenräume in dem dicht gepackten Gitter der Micellen etwa genauso groß sind wie die Höhenmodulation und damit die AFM-Spitze mit einem Durchmesser von etwa 20 nm nicht vollständig in die Zwischenräume eindringen kann. Durch die Ausdehnung der Spitze werden zusätzlich die lateralen Informationen verwischt, weshalb in dieser Arbeit ausschließlich SEM-Aufnahmen für orts aufgelöste Abbildungen und laterale Auswertungen genutzt werden. AFM-Messungen werden zur Untersuchung der Höhenmodulation der Micellen und Micellenkerne genutzt. Die SEM-Aufnahmen von Punktgittern und alle AFM-Aufnahmen in dieser Arbeit wurden von Andreas Frömsdorf (Institut für Physikalische Chemie, Universität Hamburg) gemacht. Die SEM-Aufnahmen von Lochgittern wurden von Christian Menk und Norbert Franz (Institut für Angewandte Physik, Universität Hamburg) angefertigt. Die Auswertung der AFM-Aufnahmen von Micellen und Lochgittern wurde zum Großteil von Sabine Pütter (Institut für Angewandte Physik, Universität Hamburg) durchgeführt

und veröffentlicht. Auf diese Auswertungen der AFM-Aufnahmen wird deshalb in dieser Arbeit nicht näher eingegangen. Stattdessen werden die Ergebnisse der Auswertungen verwendet und wird für Details auf die entsprechenden Veröffentlichungen [E5] und [E4] verwiesen.

Die selbstorganisierte Struktur der Micellen wird jeweils durch Argon-Ionenätzen auf magnetische Filme übertragen. Das Ionenätzen erfolgt mit einer rasternden Ionenkanone (Leybold-Heraeus IQE 10/63). Die Position der Probe wird durch eine Abbildung des Stroms des rasternden Ionenstrahls eingestellt. Zur Bestimmung der Ionendosis wird der Probenstrom gemessen, über die Dauer des Ionenätzens integriert und durch die geätzte Fläche geteilt. Die Ionendosis wird dabei aufgrund von Sekundärelektronen überschätzt. Die Sekundärelektronen verursachen bei konstanter Ionenenergie jedoch nur einen konstanten Faktor zwischen gemessenem Ionenstrom und der Ionendosis, so dass relative Ionendosen nicht betroffen sind. Außerdem können Abweichungen zwischen der geätzten Fläche und der angenommenen Fläche auftreten, während die Bestimmung der Ladung mit geeigneten Multimetern nur gering mit Fehlern belastet ist. Durch unterschiedliche Justage des Ionenstrahls kann die Fläche auf der geätzt wird um bis zu 50% variieren. Während dieser Arbeit wurden durch geeignete Probenhalter und Justage der Ionenquelle die Abweichungen in der geätzten Fläche auf etwa 10% minimiert.

4.2. Nanostruktur-Lochgitter mittels Ionenätzen von Blockcopolymer-Micellen

Homogen senkrecht magnetisierte Lochgitter sind bezüglich des magnetischen Streufeldes äquivalent zu Punktgittern mit inverser Flächenbelegung. Dadurch sind beide Gitter gleichwertig, wenn es vor allem auf eine Streufeldmodulation ankommt, wie zum Beispiel für Messungen an magnetisch modulierten zweidimensionalen Elektronensystemen. Durch das Netz zwischen den Strukturen werden bei Lochgittern außerdem ungewöhnliche Eigenschaften im Magnetowiderstand gefunden [46]. Das magnetische Verhalten eines Lochgitters unterscheidet sich durch die zusammenhängenden Gebiete zwischen den Löchern entscheidend von Punktgittern. In einem Lochgitter können im Gegensatz zu Punktgittern immer mehrdomänige Zustände auftreten. Die Ränder der Löcher können dabei sowohl als Nukleationszentren für Domänen wirken als auch die Domänenwandbewegung durch den Film (*pinning*) behindern. Der Einfluss von Löchern auf Filme mit in der Ebene und senkrecht leichter Magnetisierung wird weiter unten in diesem Abschnitt untersucht.

Magnetische Lochgitter werden auf zwei unterschiedlichen Wegen aus Blockcopolymer-Micellen hergestellt. Eine Möglichkeit ist, ein beliebiges Substrat, meist Silizium, mit Micellen zu beschichten und anschließend einen Co/Pt-Film auf die dadurch höhenmodulierte Oberfläche zu deponieren (Abb. 4.3a).

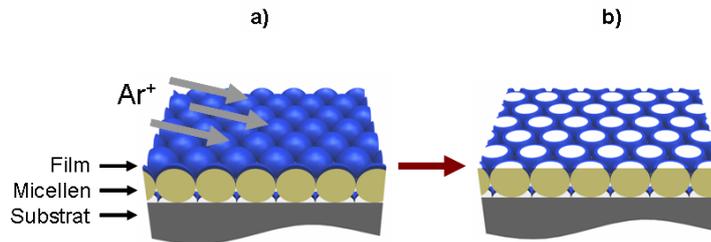


Abbildung 4.3.: Erzeugung von Lochgittern durch streifendes Ionenätzen [182]. a) Die Oberfläche wird mit Micellen beschichtet und ein magnetischer Film darauf deponiert. Durch Ionenätzen unter streifendem Einfall wird das Material auf den Micellen zuerst abgetragen und b) ein Lochgitter erzeugt.

Bei Polystyrol-Nanokugeln werden die Kugeln zur Erzeugung eines Lochgitters und damit das magnetische Material darauf durch ein Lösungsmittel entfernt und das Material in den Zwischenräumen bleibt auf der Oberfläche [23]. Blockcopolymer-Micellen sind in Lösung kugelförmig, nach der Deposition auf der Oberfläche bilden sie mit steigendem Durchmesser der Micellen eher einen geschlossenen Polymerfilm mit Erhöhungen an der Position der Micellenkerne [E1]. Dadurch ist ein nasschemisches Übertragen der Struktur der Micellen nicht möglich, da auch die Bereiche zwischen den Micellen abgelöst werden. Eine Lochstruktur wird deshalb durch Ionenätzen unter streifendem Einfall erzeugt. Durch den streifenden Einfall der Ionen wird Material, das auf den Micellen liegt, zuerst abgetragen (Abb. 4.3b). Bei dieser Methode wird im Vergleich zum nasschemischen Übertragen der Struktur eine höhere Flächenfüllung des Lochgitters erreicht, da nicht nur die Bereiche, die bis zum Substrat unbedeckt sind, stehen bleiben.

Alternativ werden Micellen mit einem Siliziumoxidkern auf Co/Pt-Filmen zur Herstellung von Lochgittern verwendet (Abb. 4.4a). Dabei wird ausgenutzt, dass beim Argon-Ionenätzen der Abtrag von Polymeren, die hauptsächlich aus Kohlenstoff bestehen, niedriger ist als von SiO_2 [183, 184]. Wie schon weiter oben erwähnt, bilden die Kerne der Micellen Erhöhungen in der Polymerbeschichtung der Oberfläche [E1]. Dadurch besteht die Beschichtung mit gefüllten Micellen aus Kernen in einer Polymermatrix. Die frei liegenden Kerne werden durch senkrechtetes Ionenätzen schneller abgetragen als die umgebende Polymermatrix und es bilden sich Löcher in dieser Matrix. Dieses Lochgitter wird durch weiteres Ionenätzen auf den magnetischen Film übertragen (Abb. 4.4b).

Beim Ionenätzen unter streifendem und senkrechtem Einfall entstehen morphologisch stark unterschiedliche magnetische Lochgitter. Beim Ionenätzen unter streifendem Einfall entstehen magnetische Löcher, die nicht mit topographischen Löchern der Oberfläche übereinstimmen. Das magnetische Lochgitter entsteht durch eine Verringerung der Höhenmodulation der Oberfläche. Bei Lochgittern, die durch Ionenätzen unter senkrechtem Einfall hergestellt werden, basiert der Herstellungsprozesses auf topographischen Löchern die in den magnetischen Film

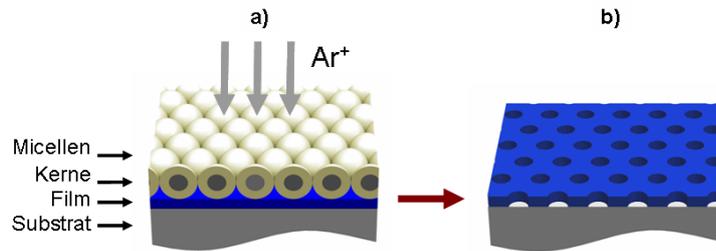


Abbildung 4.4.: Erzeugung von Lochgittern durch streifendes Ionenätzen [182]. a) Ein magnetischer Film wird mit SiO_2 -gefüllten Micellen beschichtet. Durch senkrechtes Ionenätzen wird der Kern der Micellen zuerst abgetragen und b) ein Lochgitter erzeugt.

übertragen werden und dort das magnetische Lochgitter erzeugen. Dadurch sind die Lochgitter, die durch senkrechtes Ionenätzen hergestellt wurden, einfacher nachzuweisen. Für potentielle Anwendungen, bei denen eine Höhenmodulation der Oberfläche ein Nachteil ist, wie etwa bei Festplatten, sind die Lochgitter, die mittels Ionenätzen unter steifendem Einfall hergestellt werden, zu bevorzugen. Zur Herstellung von Lochgittern werden in dieser Arbeit jeweils Argonionen mit einer Energie von 2 keV und einer Stromdichte der Ionen von etwa 10 mA/cm^2 verwendet.

4.2.1. Lochgitter durch streifendes Ionenätzen

Die Erzeugung von Lochgittern durch streifendes Ionenätzen wird an einem $\text{Pt}_{1,6 \text{ nm}}/\text{Co}_{7,4 \text{ nm}}/\text{Pt}_{4 \text{ nm}}$ -Film (ECR-Ionenstrahlzerstäuben) mit leichter Magnetisierungsrichtung in der Probenebene und an einer $(\text{Co}_{0,7 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2 \text{ nm}})_3$ -Multilage (Magnetron-Plasmazerstäuben) mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung gezeigt. Die Filme wurden auf einer mit Micellen mit etwa 70 nm Durchmesser belegten Oberfläche deponiert (Abb. 4.2b). Die Filmdicken wurden um die Dicke der Platin-Wachstumslage größer gewählt als die Höhenmodulation der Micellen, die aus AFM-Messungen bestimmt wurde [E4]. Höhere Dicken sind bei dieser Strukturierungsmethode nicht sinnvoll, da die Abschattung bei streifendem Ionenätzen nur bis zur Höhenmodulation der Micellen erfolgen kann. Die Höhenmodulation der Micellen geht nach der Deposition der Co/Pt-Filme von 8,4 nm auf 7,5 nm leicht zurück [E4].

Magnetische Eigenschaften von Co/Pt-Filmen auf Micellen

Schon durch die Deposition magnetischer Filme auf Nanokugeln können magnetisch getrennte Bereiche und damit Nanostrukturen erzeugt werden [40]. Nach der Deposition der Filme auf Micellen sind Unterschiede im magnetischen Verhalten in der leichten Richtung von Filmen mit in der Ebene und senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung zu erkennen (Abb. 4.5). In beiden Fällen steigen

die magnetooptischen Signale durch die Änderung des Substrates von Silizium zu einer Polymerbedeckung aufgrund des unterschiedlichen Brechungsindex der Substrate. In der schweren Magnetisierungsrichtung ist teilweise mit den experimentell vorgegebenen Feldern keine Sättigung der Magnetisierung zu erkennen (hier nicht gezeigt). Deshalb werden vor allem die Änderungen in der leichten Magnetisierungsrichtung diskutiert (Abb. 4.5). Die longitudinale Sättigungselliptizität nimmt um etwa 40% (Abb. 4.5b) zu, die polare Kerrrotation um etwa 65% (Abb. 4.5a). Der unterschiedliche Anstieg der beiden Kerrsignale ist auf unterschiedliche Einflüsse des Substrats auf die Kerrgeometrien zurückzuführen (siehe dazu auch Anhang A.1, Ref. [86] und [E3]). Zur Abschätzung der Anisotropie wird angenommen, dass die relative Zunahme der Kerrsignale durch das Substrat für beide Filme gleich ist.

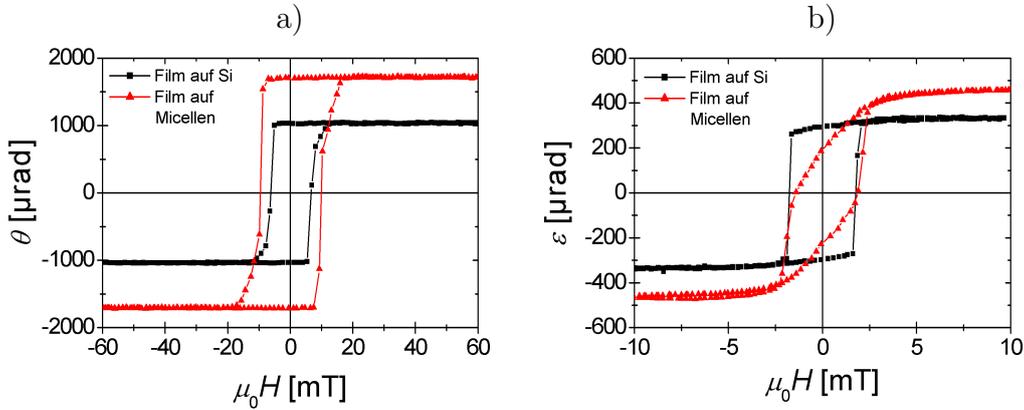


Abbildung 4.5.: Ummagnetisierungskurven für eine a) $(\text{Co}_{0,7 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2,0 \text{ nm}})_3$ -Multilage (Magnetron-Plasmazerstäuben) in einem zur Probenebene senkrechten Magnetfeld (polare Kerr-Rotation) und für einen b) $\text{Pt}_{1,6 \text{ nm}}/\text{Co}_{7,4 \text{ nm}}/\text{Pt}_{4 \text{ nm}}$ -Film (ECR-Ionenstrahlzerstäuben) in einem Magnetfeld in der Probenebene (longitudinale Kerr-Rotation). Es sind jeweils die Hysteresen eines Films auf Silizium (schwarze Quadrate) und auf Micellen (rote Dreiecke) gezeigt.

Bei Filmen mit 7,4 nm Kobaltdicke liegt die leichte Magnetisierungsrichtung in der Probenebene (Abb. 4.5b). Die Magnetisierung wird bei dieser Kobaltdicke von der Formanisotropie dominiert (siehe Abschnitt 2.1.1). Aus der Steigung der schweren Richtung wird die Anisotropie bestimmt. Dabei wird die Änderung der Sättigungssignale durch die unterschiedlichen Substrate berücksichtigt. Die korrigierte Steigung ist auf Micellen etwa 23% höher als auf Silizium, das heißt die Anisotropie des Films ist $-0,62$ statt $-0,76 \text{ MJ/m}^3$. Das heißt, der Betrag der Anisotropie nimmt um 19% ab. Durch die Höhenmodulation der Oberfläche kann eine reduzierte Anisotropie erklärt werden, da die Oberfläche der Micellen nicht überall parallel zur makroskopischen Probenebene ist (Abb. 4.6a). Die Höhenmodulation beträgt mindestens 8,4 nm bei einem mittleren Abstand der Micellen von etwa 70 nm. Die Benetzungseigenschaften der Micellen auf dem Silizium-

substrat bestimmen den Kontaktwinkel und damit die Form der Micellen auf der Oberfläche. Die Oberfläche kann zum Beispiel durch ein Halbellipsoid (Abb. 4.6a) mit zwei großen Halbachsen von 35 nm und einer kleinen Halbachse von 8,4 nm angenähert werden, wobei die kleine Halbachse die vollständige Höhenmodulation beinhaltet. Diese Form entspricht einem Kontaktwinkel von 90° und damit einer identischen Oberflächenspannung von Substrat und Polystyrol und wird im Folgenden als Abschätzung für die Form der Micellen verwendet. Dabei werden jeweils die Zwischenräume der Halbellipsoide vernachlässigt, da sie für eine hexagonal dichte Packung unter 10% der Gesamtfläche ausmachen.

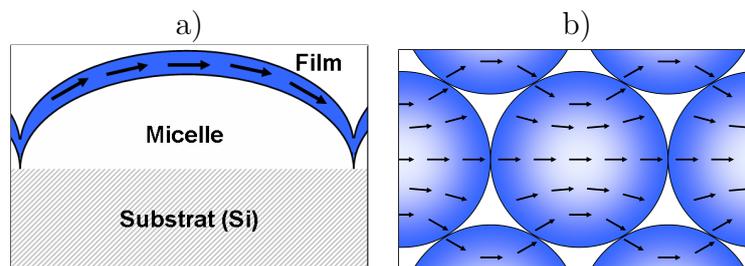


Abbildung 4.6.: Schematische Darstellung des Verhaltens der remanenten Magnetisierung eines Films auf Micellen, die der Höhenmodulation folgt, nachdem er in der makroskopischen Probenebene nach rechts aufmagnetisiert wurde. a) Seitenansicht einer Magnetisierung parallel zur Oberfläche der Micelle. b) Ein mögliches Verhalten in Draufsicht mit einer Magnetisierung, die durch die Höhenmodulation in der Probenebene abweicht.

Durch Integration über die Projektion eines Einheitsvektors parallel zur Oberfläche des Halbellipsoid auf die makroskopischen Oberfläche wird der, zur makroskopischen Oberfläche parallele, Anteil der Oberfläche der Micellen bestimmt. Für eine Halbkugel ergibt sich aus diesen Berechnungen eine Reduzierung der Anisotropie um einen Faktor 1,5, der bei Multilagenn auf Polystyrol-Nanokugeln experimentell beobachtet wurde [40]. Für die hier angenommenen Halbellipsoide ergibt die Integration einen Anteil von 93%. Durch diese Form der Oberfläche würde der Anisotropiebeitrag in der Ebene um etwa 7% reduziert. Umgekehrt müsste die Höhenmodulation etwa 20 nm betragen um eine Reduzierung der Anisotropie um 19% zu erklären. Diese Höhenmodulation ist angesichts des Durchmesser der AFM-Spitze von 20 nm nicht in Widerspruch zu den AFM-Linienprofilen und stimmt gut mit den GISAXS-Messungen der Höhenmodulation und den Histogrammen der AFM-Aufnahmen überein. Durch diese rein geometrische Betrachtung kann die Reduzierung der Anisotropie erklärt werden. Zusätzlich können jedoch auch wachstumsbedingte Änderungen der Anisotropie auftreten, die sich besonders bei den Lochgittern (siehe unten) zeigen.

Das Koerzitivfeld des Kobaltfilms mit einer leichten Magnetisierungsrichtung in der Probenebene ist auf Silizium und auf Micellen etwa gleich groß. Deshalb kann ausgeschlossen werden, dass eine Behinderung der Domänenwandbewegung

durch die Höhenmodulation auftritt. In der leichten Magnetisierungsrichtung haben Filme mit 7,4 nm Kobaltdicke auf Silizium eine Remanenz von 89% (Abb. 4.5b). Das heißt etwa 11% des Films zerfallen in Remanenz in abweichend orientierte Domänen oder 5,5% der Oberfläche zerfallen in entgegengesetzte Domänen. Werden die Filme auf einer Oberfläche aus Micellen deponiert sinkt die Remanenz auf 47% (Abb. 4.5b). Unter der Annahme, dass die Micellen eine Oberfläche von Halbellipsoiden bilden, kann die Abnahme der Remanenz durch eine Magnetisierung entlang der Oberflächenmodulation in Remanenz zu 7% bei einer Höhenmodulation von 8,4 nm bzw. 19% bei einer Höhenmodulation von 20 nm, analog zur Änderung der Anisotropie, bestimmt werden (Abb. 4.6a). Diese Reduzierung der Remanenz reicht nicht aus um die gemessene Remanenz zu erklären, wobei hier nur eine Abnahme der Magnetisierungskomponente in der Ebene durch senkrechte Magnetisierungskomponenten berücksichtigt wurde. Zusätzlich kann die Magnetisierung auch in der Probenebene vom aufmagnetisierten Zustand entlang der Oberfläche der Ellipsoide abweichen, zum Beispiel wie in Abb. 4.6b gezeigt. Neben diesen rein geometrischen Gründen für eine reduzierte Remanenz kann ein Zerfall eines größeren Teils der Fläche in Domänen als bei einem ebenen Film die Ursache sein. Zur Unterscheidung dieser möglichen Ursachen wurden SEMPA-Untersuchungen zur magnetischen Mikrostruktur durchgeführt. Dabei wurde auf den Micellen zusätzlich Eisen deponiert, um den magnetischen Kontrast der Oberfläche zu erhöhen (Abschnitt 2.3.2).

In der SEMPA-Aufnahme des Films auf Micellen (SEM-Aufnahme siehe Abb. 4.7c) nach Aufmagnetisieren sind leichte Schwankungen in der Magnetisierung um die zuvor gesättigte Magnetisierungsrichtung zu erkennen (nach rechts, Abb. 4.7d). Der Kontrast ist sowohl senkrecht zur Magnetisierungsrichtung, in der zuvor aufmagnetisiert wurde (Abb. 4.7a), als auch parallel zu dieser Magnetisierungsrichtung (Abb. 4.7b) zu erkennen. Die Schwankungen der Magnetisierung in der zuvor aufmagnetisierten Richtung sind auf eine Magnetisierung entlang der Oberflächenmodulation, wie in Abb. 4.6a dargestellt, zurückzuführen. Die Welligkeit der Magnetisierung senkrecht dazu ist auf Magnetisierungskomponenten in der Probenebene, die durch die Oberflächenmodulation entstehen, wie Abb. 4.6b dargestellt, zurückzuführen. Die Verteilung der Magnetisierung wird aus dem Histogramm der Spin-Polarisation in der Probenebene (Abb. 4.7d) anhand der Breite der intensivsten Bereiche abgeschätzt, wobei jeweils die Breite der Verteilung bei Messungen an einem Eisen-Einkristalls von 1% Spin-Polarisation abgezogen wurde. Die Länge der Projektion des Magnetisierungsvektors auf die makroskopische Probenebene variiert um etwa $\pm 10\%$. Die maximale Länge der Projektion auf die Probenebene entspricht einer Magnetisierung in der Probenebene, das heißt, die Projektion der Magnetisierung auf die Probenebene nimmt um bis zu 20% ab. Der Winkel zur mittleren Richtung der Magnetisierung variiert um etwa $\pm 10^\circ$. Demnach liegen 17% der Magnetisierung in der Probenebene senkrecht zur mittleren Richtung der Magnetisierung. Insgesamt wird durch diese beiden Abweichungen gegen die mittlere Magnetisierungsrichtung die Magnetisierung in Remanenz um maximal 37% reduziert.

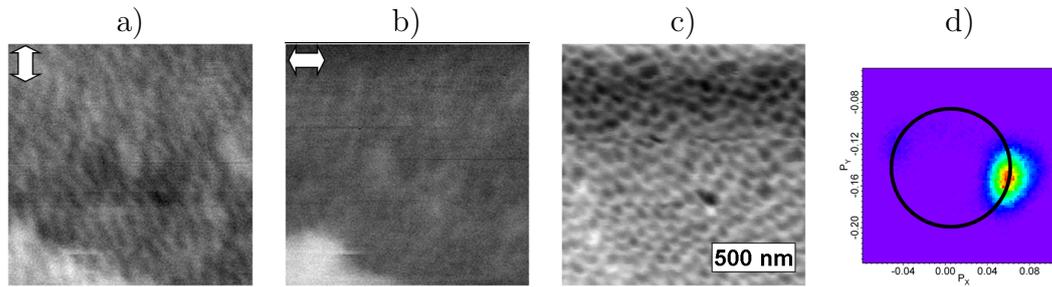


Abbildung 4.7.: Magnetische Mikrostruktur in der Probenebene des 7,5 nm dicken Kobaltfilms auf Micellen mit Eisen-Dekoration aus SEMPA-Messungen. In Teilabbildung a) entspricht der Hell-Dunkelkontrast Domänen die nach oben/unten ausgerichtet sind. In b) zeigt der Kontrast links/rechts Domänen. c) Simultan aufgenommene SEM-Aufnahme der Probe. In d) ist das Histogramm der Magnetisierungsrichtungen in der Ebene gezeigt, in dem als Hilfslinie ein Kreis für die mittlere Magnetisierung eingezeichnet ist.

Die gemessene Variation der Projektion der Magnetisierung auf die Probenebene entlang der ursprüngliche Magnetisierungsrichtung stimmt mit den theoretische Vorhersagen für Halbellipsoide mit Halbachsen von 20 und 35 nm überein. Durch die Welligkeit der Magnetisierung kann über die Hälfte der Reduzierung der Remanenz im Vergleich zum Film auf Silizium erklärt werden. In den SEMPA-Aufnahmen (Abb. 4.7a und b) ist eine zum zuvor angelegten Magnetfeld entgegengesetzte Domäne zu erkennen (jeweils unten links in den Aufnahmen). Mit geringerer Vergrößerung sind mehrere entgegengesetzte Domänen zu erkennen (Abb. 4.11). Die Domänen in diesem Bereich sind mit bis zu $10 \mu\text{m}$ Breite im Vergleich zur nicht geätzten Fläche von unter $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ so groß, dass eine quantitative Auswertung schwierig ist. Allerdings kann von der Existenz so großer Domänen auf dieser Fläche die Bedeckung der Oberfläche mit entgegengesetzten Domänen auf knapp 20% abgeschätzt werden. Durch die Höhenmodulation der Filme wird also die Nukleation von Domänen unterstützt, wodurch zusätzlich die geringere Remanenz im Vergleich zu einem flachen Film erklärt werden kann. Insgesamt wird die Anisotropie eines Films mit leichter Magnetisierungsrichtung in der Ebene auf Micellen durch die Projektion der Höhenmodulation auf die makroskopische Filmebene reduziert, während zur Erklärung der geringeren Remanenz sowohl die Projektion als auch eine verstärkter Domänenzerfall durch die Höhenmodulation nötig sind.

Filme mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung auf Silizium behalten die senkrechte Magnetisierung zur makroskopischen Oberfläche auf Micellen (Abb. 4.5a). Bei Filmen auf Micellen ist eine Erhöhung des Koerzitivfeldes von etwa 6,6 mT auf 9,5 mT zu beobachten (Abb. 4.5a). Eine Erhöhung des Koerzitivfeldes könnte auf eine Zunahme der senkrechten Anisotropie zurückzuführen sein. Allerdings ist in der schweren Magnetisierungsrichtung eine geringere senkrechte Anisotropie durch die Deposition auf Micellen zu erkennen. Die Anisotropie

beträgt für Multilagen auf Micellen knapp $0,1 \text{ MJ/m}^3$ (Abb. 4.12b) und auf Silizium mindestens $0,35 \text{ MJ/m}^3$. Die Anisotropie nimmt also um mehr als 70% ab. Für Multilagen ist die Co/Pt-Grenzfläche für die Anisotropie entscheidend. Die Grenzfläche folgt der Höhenmodulation und die Grenzflächenanisotropie wird dadurch reduziert. Die Formanisotropie skaliert wie oben diskutiert ebenfalls mit der Höhenmodulation und ihr Betrag wird kleiner. Dadurch skaliert die Summe aus Grenzflächen-, Kristall und Formanisotropie mit der Höhenmodulation genauso wie oben für die Formanisotropie diskutiert. Durch die Höhenmodulation der Filme wäre eine Abnahme um etwa 20% zu erklären. Die größere Reduzierung der Anisotropie kann durch das Wachstum der Filme auf Micellen und eine weniger stark ausgeprägte Kristall- und/oder Grenzflächenanisotropie erklärt werden. Zur Unterscheidung der Ursachen für die reduzierte Anisotropie wären zusätzlich orts aufgelöste Untersuchungen der Kristallstruktur nötig.

Durch die geringere Anisotropie wäre eine Abnahme des Koerzitivfelds zu erwarten. Das höhere Koerzitivfeld kann demnach durch Stoner-Wohlfarth-Schalten durch die Höhenmodulation getrennter Teile des Films auf den Micellen erklärt werden, wie in Ref. [40] beobachtet wurde, oder auf geringere Domänenwandbeweglichkeit in einem höhenmodulierten Film zurückgeführt werden. Die Anisotropieenergie KV des Films auf den erhöhten Bereichen der Micellen ist, unter der Annahme eines Durchmessers von 70 nm, um einen Faktor 130 größer als die thermische Energie $k_b T$. Deshalb wäre das Koerzitivfeld der Strukturen im Sharrock-Formalismus (Abschnitt 2.1.2) etwas unterhalb des Sättigungsfelds in der schweren Richtung (Abb. 4.12) bei $\mu_0 H_C = 74 \text{ mT}$ zu erwarten. Im Gegensatz dazu beträgt das gemessene Koerzitivfeld $9,5 \text{ mT}$, so dass ein eindomäniges Schalten nicht die Ursache für das erhöhte Koerzitivfeld sein kann. Als Erklärung für die Änderung im Schaltverhalten bleibt nur eine reduzierte Domänenwandbeweglichkeit. Bei dickeren Kobaltlagen mit leichter Magnetisierungsrichtung in der Probenebene auf Micellen wird die Domänenwandbewegung nicht durch die Höhenmodulation behindert. Allerdings ist dabei die Kobaltdicke fast genauso groß wie die Höhenmodulation, so dass durch die Höhenmodulation keine Unterbrechungen in der magnetischen Lage erwartet werden können. Dagegen ist bei den $(\text{Co/Pt})_3$ -Multilagen auf Micellen die Lagendicke deutlich geringer als die Höhenmodulation, so dass die Domänenwandbewegung durch einzelne Löcher in den Kobaltlagen behindert werden kann. Dadurch sind die Micellen jedoch nicht vollständig getrennt, da kein eindomäniges Schalten des Films auf den Micellen beobachtet wird.

Insgesamt wird für dicke Kobaltfilme auf Micellen eine deutliche Änderung der Anisotropie und der Remanenz der Filme im Vergleich zum Film auf Silizium beobachtet, während das Koerzitivfeld praktisch unverändert ist. Bei Multilagen mit senkrechter leichter Magnetisierung ist dagegen die Remanenz der Filme unabhängig von der Höhenmodulation, während sich Anisotropie und Koerzitivfeld ändern. Im Folgenden werden die Bildung von Lochgittern und Änderungen der magnetischen Eigenschaften dieser Strukturen durch Ionenätzen unter streifendem Einfall diskutiert.

Morphologie von Lochgittern, die mittels Ionenätzen unter streifendem Einfall hergestellt werden

Durch Ionenätzen unter streifendem Einfall wird der erhöhte Teil des Films auf Micellen zuerst abgetragen (Abb. 4.3). Dadurch wird die Höhenmodulation der Oberfläche im AFM von 7,5 auf 2,9 nm reduziert, es werden also mindestens 4,6 nm des Films auf Micellen abgetragen. Anhand der Histogramme der AFM-Aufnahmen kann gezeigt werden, dass die Höhenmodulation insgesamt zwischen 7 und 9 nm abnimmt. Diese Abnahme der Höhenmodulation ist ausreichend um den Film auf den Micellen bis zur Platin-Wachstumslage abzutragen. Die Erzeugung eines Lochgitters wird an einem Vergleich zweier Flächen, von denen eine während des Ionenätzens abgedeckt war, besonders deutlich (Abb. 4.8). Der Film auf Micellen wurde einer Ionendosis von etwa $8 \times 10^{16} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$ bei einer Ionenenergie von 2 keV und einem Einfallswinkel der Ionen von etwa 10° ausgesetzt. In dem Bereich, der während des Ionenätzens im Vollschatten lag, erscheinen die erhöhten Gebiete der Micellen heller als ihre Umgebung (links in Abb. 4.8a), die Micellen sind also noch vollständig vorhanden (vergleiche Abb. 4.2b). Der Bereich, der im Halbschatten des abgedeckten Bereichs liegt, zeigt eine Kontrastumkehr und die Mitten der Micellen erscheinen als Löcher im magnetischen Film (rechts in Abb. 4.8a). Die Kontrastumkehr kann sowohl durch topographischen Kontrast einer Platinoberfläche aufgrund von Plateaus in der Mitte der Micellen und steileren Kanten als auch durch Materialkontrast zwischen Kohlenstoff oder Kobalt und Platin erklärt werden (zu Kontrastmechanismen des SEM siehe Ref. [185]). In der Mitte der Löcher ist meist noch ein hellerer Bereich zu erkennen, der auf stark ausgedünntes Kobalt in den Löchern zurückgeführt werden kann, dass in der Mitte der Löcher vollständig abgetragen ist und einen Materialkontrast zwischen Kobalt und Platin zeigt. Der in Abb. 4.8a gezeigte Bereich der Probe ist die Grenze zwischen einem Schatten beim Ionenätzen und den vollständig geätzten Bereich der Probe in Abb. 4.9. Da das Lochgitter im Halbschatten eines Staubkorns liegt, ist hier gut zu erkennen, welche Teile der Micellen insgesamt abgetragen werden. Dagegen ist in Bereichen, die mit voller Dosis geätzt wurden, ein stark erhöhter Kontrast zwischen Mittelpunkt der Micellen und dem Rest der Strukturen zu erkennen, wie weiter unten diskutiert wird.

Die Flächenfüllung des Lochgitters nach Ionenätzen unter streifendem Einfall wird mit Hilfe digitaler Bildanalyse aus Abbildung 4.8a bestimmt [186]. Dazu wird der Schwellwert der Graustufen in einem Bereich variiert, der das beobachtete Lochgitter etwa reproduziert (Abb. 4.8b). Die schwarzen Bereiche in den so erzeugten Abbildungen 4.8b entsprechen den dunklen Bereichen in der SEM-Aufnahme, also den Löchern im Film. Es sind jeweils Abbildungen zu extremen Schwellwerten gezeigt, bei denen die Löcher (links in Abb. 4.8b) oder die Zwischenbereiche (rechts in Abb. 4.8b) zu groß erscheinen. Die Flächenfüllung der Bereiche zwischen den Löchern liegt bei dieser Auswertung zwischen 47 und 63%, also im Mittel bei etwa 55% ($\pm 8\%$). Eine direkte Auswertung sowohl der Flächenfüllung als auch der Lochdurchmesser mit nur einem Schwellwert, wie sie in Abschnitt 4.3

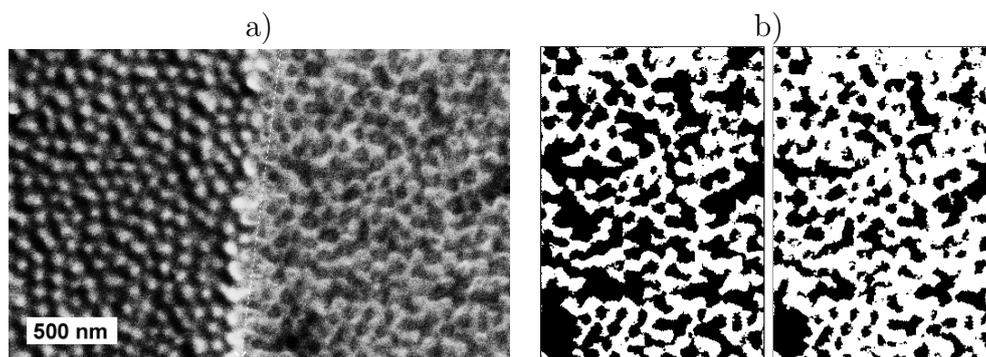


Abbildung 4.8.: SEM-Aufnahme und Auswertung von Micellen mit einem $\text{Pt}_{1,6\text{ nm}}/\text{Co}_{7,4\text{ nm}}/\text{Pt}_{4\text{ nm}}$ -Film nach streifendem Ionenätzen. a) SEM-Aufnahme, wobei der linke Teil der Abbildung während des Ionenätzens abgeschattet war. b) schwarz-weiß Bilder des rechten Bereichs mit Lochgitter in Teilabbildung a, nachdem ein relativ niedriger (links in b) und hoher (rechts in b) Schwellwert für die Grauskala festgelegt wurde.

für Punktgitter durchgeführt wurde, ist aufgrund der unscharfen Grenzen zwischen Löchern und Umgebung nicht möglich. Deshalb wurden die Lochdurchmesser aus mehreren Linienprofilen durch Abbildung 4.8a zu (60 ± 10) nm abgeschätzt. Für diese Auswertung wurden Löcher mit stark ausgeprägten Rand gewählt, so dass der mittlere Abstand der Löcher in den Linienprofilen mit (90 ± 10) nm oberhalb des mittleren Abstandes in der gesamten Bildfläche liegt. Aus dem Lochdurchmesser d_L und dem mittleren Abstand a_L kann die Flächenfüllung eines idealisierten Lochgitters, bestehend aus Kreisscheiben mit einer Fläche von $\frac{\pi}{4}d_L^2$ auf einem Dreiecksgitter mit der Fläche zweier Dreiecke $\frac{\sqrt{3}}{2}a_L^2$, zu $(40 \pm 16)\%$ abgeschätzt werden. Dieser Wert liegt etwas unterhalb der direkt bestimmten Flächenfüllung, da der Abstand, wie bereits diskutiert, etwas höher als im Mittel ist.

In SEM-Aufnahmen, die in vollständig geätzten Bereichen gemacht wurden, sind einzelne dunkle Punkte zu erkennen (Abb. 4.9), die deutlich kleiner sind als im Halbschatten eines abgedeckten Bereichs (Abb. 4.8a). Die Punkte im Mittelpunkt der Micellen sind der Bereich, der zuerst abgetragen wird und bei der Bildung eines magnetischen Lochgitters bereits bis zu den Micellen entfernt ist. Die zuerst abgetragenen Bereiche sind in der Bildebene von oben nach unten leicht gestreckt, zum Teil sind benachbarte Löcher in dieser Richtung zusammenhängend. Diese Vorzugsrichtung ist auf die Einfallsrichtung der Argonionen beim streifenden Ionenätzen zurückzuführen, wie in einem Vergleich unterschiedlicher SEM-Aufnahmen an der Orientierung relativ zu den Schatten beim Ionenätzen zu erkennen ist.

Das Polymer der Micellen hat eine deutlich geringere Elektronenausbeute als die metallische Co/Pt-Oberfläche. Die Existenz von Kohlenstoff an der Oberfläche zeigt sich zusätzlich durch stark ausgeprägte dunkle Flächen, die zuvor abgebildet wurden, wenn bei den Aufnahmen zu größeren Rasterbereichen übergegangen wird. Diese dunklen Bereiche entstehen durch das Nachdunkeln von Kohlenstoff.

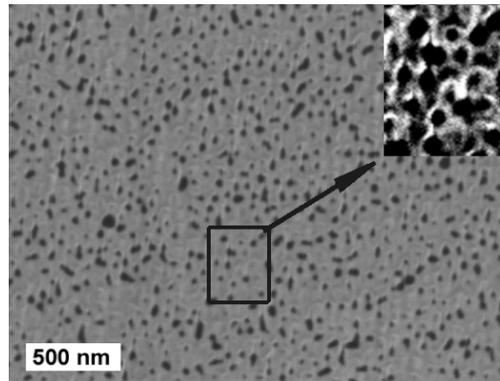


Abbildung 4.9.: SEM-Aufnahme eines Lochgitters nach Ionenätzen einer $(\text{Co}_{0,7 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2,0 \text{ nm}})_3$ -Multilage weit entfernt von einem Schatten beim Ionenätzen. In der Vergrößerung (markierter Bereich) wurde der Kontrast erhöht um die Ähnlichkeit zu Abbildung 4.8 zu verdeutlichen.

Der hohe Materialkontrast zwischen Kohlenstoff und Metall überdeckt den Topographiekontrast der Oberflächenmodulationen und einen eventuell auftretenden Materialkontrast zwischen Kobalt und Platin. Zur Verdeutlichung wurde ein Bereich, in dem im Vergleich zur Gesamtfläche wenige Punkte aus Kohlenstoff zu beobachten sind, vergrößert und der Kontrast in diesem Bereich verstärkt (Abb. 4.9). Durch die Verstärkung des Kontrast mittels Bildbearbeitungssoftware sind Strukturen zu erkennen, die sehr ähnlich zu dem oben diskutierten Lochgitter in der Nähe eines Schattens sind (Abb. 4.8). Die Vorzugsrichtung der zuerst abgetragenen Bereiche ist bei verstärktem Kontrast nicht mehr zu erkennen. Die Eigenschaften der SEM-Aufnahmen können wie folgt erklärt werden. Der metallische Film ist auf einem Großteil der Oberfläche noch vorhanden. Er ist jedoch bereits bis zur Platin-Wachstumslage ausgedünnt, so dass nur noch die Zwischenräume der Micellen ferromagnetisch sind, wie anhand der magneooptischen Signale gezeigt werden kann. Die Flächenfüllung des Lochgitters wird an dieser Aufnahme nicht untersucht, da durch den Schwellwert zur Bestimmung der Flächenfüllung alle Strukturgrößen zwischen den Löchern in der Platin-Wachstumslage, die magnetisch irrelevant sind, und dem Lochgitter im magnetischen Film eingestellt werden können. Im Gegensatz dazu entspricht die weiter oben bestimmte Flächenfüllung von $(55 \pm 8)\%$ der insgesamt abgetragenen Fläche und wird im Folgenden als Flächenfüllung für die Lochgitter angenommen.

Magnetische Eigenschaften von Lochgittern, die mittels Ionenätzen unter streifendem Einfall hergestellt werden

Die Erzeugung eines magnetischen Lochgitters durch Ionenätzen unter streifendem Einfall kann anhand der Kerr-Signale vor und nach Ionenätzen gezeigt werden. Die magneooptischen Eigenschaften der Filme werden von der Durchmi-

schung der Grenzflächen nur schwach beeinflusst (Abschnitt A.2) und die Anisotropie von Filmen mit senkrechter leichter Magnetisierung vor und nach Ionenätzen (weiter unten in diesem Abschnitt) ist konstant, was eine vernachlässigbare Durchmischung der Grenzflächen zeigt. Deshalb kann eine Änderung der Sättigungssignale aufgrund der Lagenstruktur, das heißt, einer Durchmischung der Grenzflächen, bei der Analyse der Kerr-Signale ausgeschlossen werden. Die longitudinale Sättigungs-Elliptizität ist für einen Film mit leichter Magnetisierung in der Ebene nach Ionenätzen unter streifendem Einfall auf 66% zurückgegangen (Abb. 4.10b). Dieser Wert liegt nur leicht über der Flächenfüllung der Lochgitter die aus SEM-Aufnahmen zu $(55 \pm 8)\%$ bestimmt wurde. In der senkrechten Magnetisierungsrichtung können weder der Film auf Micellen noch das Lochgitter bei Feldern bis 500 mT gesättigt werden (Abb. 4.10a). Für Felder kleiner 150 mT ist eine Überlagerung mit der longitudinalen Kerr-Rotation aus der leichten Magnetisierungsrichtung zu erkennen (Abb. 4.10a). Die Überlagerungen sind im Vergleich zur polaren Kerr-Rotation klein und können bei der Bestimmung der Anisotropie vernachlässigt werden. Deshalb wurde die Ummagnetisierungskurven nicht durch inverse Messungen [76] bereinigt.

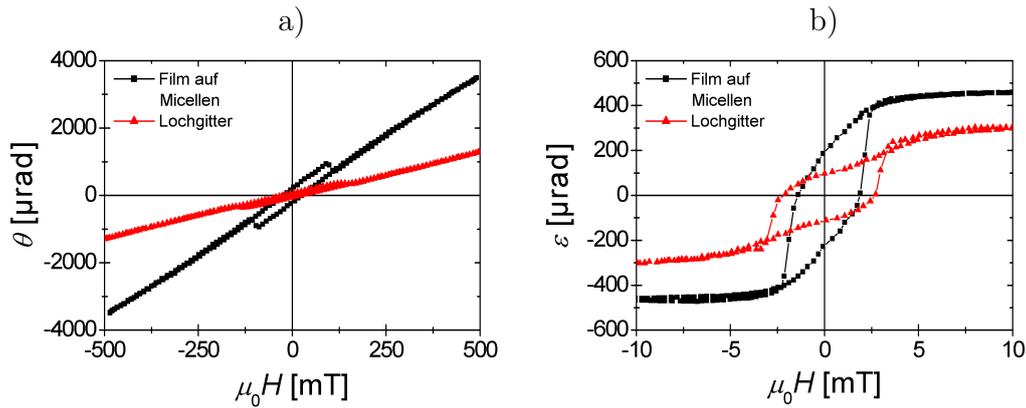


Abbildung 4.10.: Ummagnetisierungskurven für einen $\text{Pt}_{1,6 \text{ nm}}/\text{Co}_{7,4 \text{ nm}}/\text{Pt}_{4 \text{ nm}}$ -Film (ECR-Ionenstrahlzerstäuben) mit leichter Magnetisierungsrichtung in der Ebene auf Micellen. a) Messungen in einem senkrechten Feld (polare Kerr-Rotation) und b) in einem Feld in der Probenebene (longitudinale Kerr-Elliptizität), jeweils vor (Film auf Micellen) und nach Ionenätzen (Lochgitter) unter streifendem Einfall.

Unter der Annahme, dass die Sättigung der Filme in polarer und longitudinaler Richtung gleich stark abnimmt, ist der Betrag der negativen Anisotropie etwa um einen Faktor zwei auf $1,24 \text{ MJ/m}^3$ angestiegen. Die Anisotropie nach streifendem Ionenätzen ist damit 60% höher als die Anisotropie des Films auf Silizium (Abschnitt 3.1.1). Die größere Anisotropie kann durch eine verschwindende Kristallanisotropie im Vergleich zu Filmen auf Silizium erklärt werden, wodurch sich eine effektive Anisotropie erster Ordnung von $-1,19 \text{ MJ/m}^3$ ergibt. Eine mögliche Ursache für die verschwindende Kristallanisotropie sind Strahlenschäden durch

das Ionenätzen. Allerdings wird bei Filmen mit senkrechter Anisotropie, die empfindlicher auf Strahlenschäden reagieren [187–189], keine Änderung der Anisotropiekonstanten oder Reorientierung im Vergleich zum Film auf Micellen gefunden, so dass Strahlenschäden bei den Lochgittern ausgeschlossen werden können. Ein Anisotropiebeitrag durch die Flanken der Löcher würde einen senkrechte Anisotropie unterstützen und kann den höheren Anisotropie in der Probenebene nicht erklären. Die Oberflächenmodulation kann das Wachstum der Filme stören, so dass die $\langle 111 \rangle$ -Textur des Platin, insbesondere in den Zwischenräumen und auf den steilsten Flanken, die nach dem Ionenätzen stehenbleiben, nicht so stark ausgeprägt ist. Durch eine geringere $\langle 111 \rangle$ -Textur kann eine Reduzierung der positiven Anisotropiebeiträge des Lochgitters erklärt werden. Das Wachstum der Filme auf den Micellen kann dabei unverändert sein, so dass der kleinere Betrag der Anisotropie des Films auf Micellen nicht in Widerspruch zur Anisotropie des Lochgitters steht.

Die leichte Magnetisierungsrichtung in der Ebene (Abb. 4.10b) zeigt nach streifenförmigen Ionenätzen eine offene Hysterese mit im Vergleich zum Film auf Micellen leicht gestiegenem Koerzitivfeld, von $\mu_0 H_C = 1,7 \text{ mT}$ auf $2,4 \text{ mT}$. Der Anstieg des Koerzitivfelds kann sowohl durch die gestiegene Anisotropie des Lochgitters, als auch durch eine Behinderung der Domänenwandbewegung durch die Löcher im Film erklärt werden. Da für Lochgitter mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung ein ähnlicher Anstieg bei konstanter Anisotropie beobachtet wird (folgende Absätze), ist das steigende Koerzitivfeld auf die Domänenwandbewegung zurückzuführen. Außerdem spricht die magnetische Mikrostruktur, die weiter unten diskutiert wird, für eine Behinderung der Domänenwandbewegung durch das Lochgitter.

Die Remanenz in der Probenebene wird durch die Bildung eines Lochgitters von 47% auf 34% weiter reduziert (Abb. 4.10b). Die Remanenz des Films auf Micellen wurde zum Teil durch eine Magnetisierung, die der lokalen Oberfläche folgt, erklärt. Bei einem Lochgitter sind hauptsächlich die Gebiete der Micellen entfernt, die parallel zur makroskopischen Oberfläche ausgerichtet sind, wodurch die weitere Reduzierung der Remanenz erklärt werden kann. Allerdings wäre in diesem Modell eine geringere Anisotropie zu erwarten die jedoch, wie bereits diskutiert, größer wird, so dass für ein Verständnis der Hysterese mikromagnetische Untersuchungen (SEMPA) durchgeführt wurden (Abb. 4.11). In der SEM-Aufnahme sind ein abgeschatteter Bereich in der Mitte der Abbildung und die darum liegenden geätzten Bereiche zu erkennen (markierte Bereiche in Abb. 4.11c). Im abgeschatteten Bereich wird eine große Domäne in Richtung des zuvor angelegten Magnetfeldes beobachtet, die vereinzelt von Domänen in andere Richtungen in der Ebene mit einigen Mikrometern Größe durchsetzt ist. Die geätzten Bereiche sind von einem feinem Domänenmuster durchzogen, mit Domänengrößen unterhalb von $1 \mu\text{m}$, das heißt, unterhalb von 14 Micellendurchmessern. Durch das Lochgitter wird der Zerfall in Domänen begünstigt. Die Größe der Domänen zeigt, dass im Gegensatz zu Filmen auf Micellen keine langreichweitig magnetisch zusammenhängenden Gebiete vorliegen. Vielmehr werden Domänen durch eine

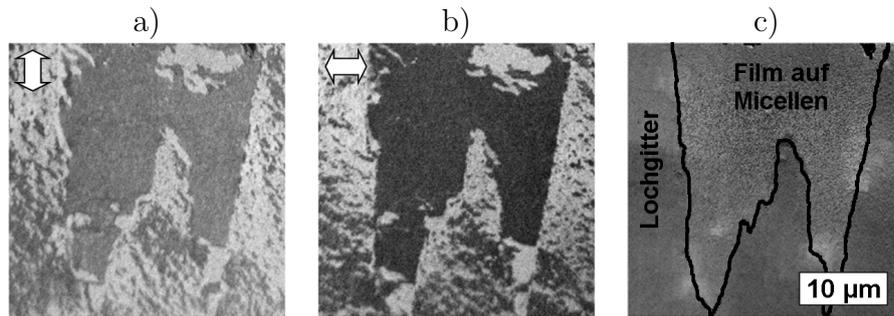


Abbildung 4.11.: Magnetische Mikrostruktur in der Probenebene des 7,5 nm dicken Kobaltfilms auf Micellen und des Lochgitters nach Ionenätzen unter streifendem Einfall. In Teilabbildung a) entspricht der Hell-Dunkelkontrast Domänen, die nach oben/unten ausgerichtet sind. In b) zeigt der Kontrast links/rechts Domänen. c) Simultan aufgenommene SEM-Aufnahme der Probe. In c) sind die Bereiche mit Film auf Micellen und Lochgitter markiert.

hohe Dichte von Nukleationszentren an den Rändern der Löcher gebildet und breiten sich über die Stege zwischen den Löchern auf benachbarte Zwischenräume aus. Die schwache Verbindung der magnetischen Flächen über diese Stege erlaubt die Bildung von kleinen Domänen. Eine Welligkeit der Magnetisierung ist im Bereich des Lochgitters auch bei höherer Vergrößerung nicht mehr zu erkennen. Die Abnahme der Remanenz auf 34% ist also hauptsächlich durch einen deutlich verstärkten Domänenzerfall des Lochgitters zu erklären. Durch die schmalen Stege zwischen den Löchern wird die Domänenwandbewegung beim Schalten des Lochgitters in der leichten Richtung behindert und das Koerzitivfeld des Lochgitters steigt.

Bei Filmen mit senkrechter Magnetisierung bleibt die leichte Richtung nach dem streifenden Ionenätzen erhalten (Abb. 4.12). Die Anisotropie ist mit jeweils etwa $0,1 \text{ MJ/m}^3$ praktisch unverändert, wie an den Sättigungsfeldern in der schweren Magnetisierungsrichtung vor und nach dem Ionenätzen zu erkennen ist (Abb. 4.12b). Die Anisotropie des entsprechenden Films wird von den Grenzflächen dominiert, während die Kristallanisotropie dieser Filme gering ist (Abschnitt 3.4.2). Einflüsse durch eine verringerte Kristallanisotropie sind deshalb hier nicht zu beobachten. Die unveränderte Anisotropie vor und nach dem Ionenätzen zeigt auch, dass bei Ionenätzen unter streifendem Einfall Strahlenschäden im Lochgitter zu vernachlässigen sind, im Gegensatz zur Strukturierung unter senkrechtem Einfall bei gleicher Ionenenergie (Abschnitt 4.2.2) und bei deutlich höheren Ionenenergien [187–189]. Die geringen Strahlenschäden beim Ionenätzen unter streifendem Einfall sind durch das Abschatten des Lochgitters durch die Micellen zu erklären. Die polare Kerr-Rotation und die longitudinale Kerr-Elliptizität in Sättigung werden durch das Ionenätzen unter streifendem Einfall auf 50 und 57% des Films auf Micellen reduziert. Dieser Wert liegt im Bereich der Flächenfüllung, die aus den SEM-Aufnahmen bestimmt wurde, und zeigt, dass ein Lochgitter erzeugt wurde.

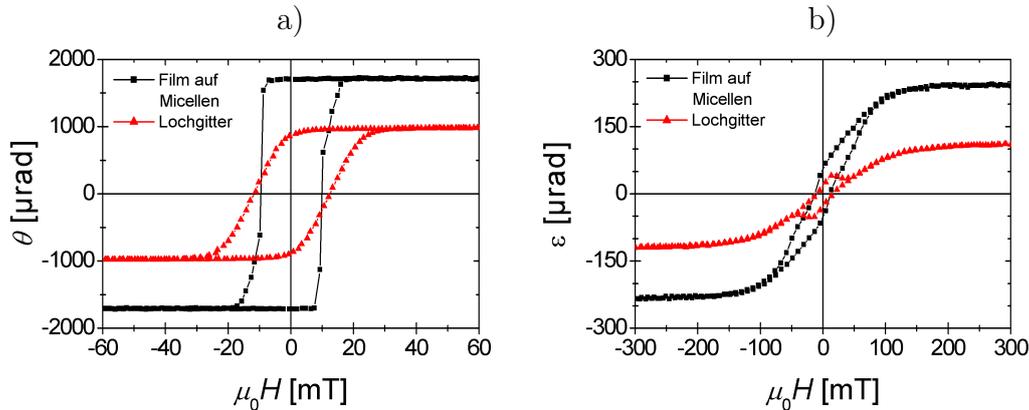


Abbildung 4.12.: Ummagnetisierungskurven für eine $(\text{Co}_{0,7 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2,0 \text{ nm}})_3$ -Multilage (Magnetron-Plasmazerstäuben) mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung auf Micellen. a) Messungen in einem senkrechten Feld (polare Kerr-Rotation) und b) in einem Feld in der Probenebene (longitudinale Kerr-Elliptizität), jeweils vor (Film auf Micellen) und nach Ionenätzen (Lochgitter) unter streifendem Einfall.

Die Ummagnetisierungskurve in der senkrechten Magnetisierungsrichtung ändert sich nach streifendem Ionenätzen für Filme mit senkrechter leichter Richtung deutlich (Abb. 4.12a). Vor dem streifenden Ionenätzen ist eine rechteckige Hysterese zu beobachten. Nach dem Ionenätzen wird die Hysterese deutlich geschert, die Magnetisierung ist mit 90% noch fast vollständig remanent. Der Verlauf der Magnetisierung (Abb. 4.12a) kann durch lokale Unterschiede in den magnetischen Eigenschaften erklärt werden. Die Anzahl von Nukleationszentren ist durch das Lochgitter erhöht, wie bereits für das Lochgitter mit Magnetisierung in der Ebene gezeigt wurde. Die Löcher im Film behindern die Bewegung von Domänenwänden, wodurch das Koerzitivfeld von 9,5 mT auf 12 mT leicht erhöht wird. Die geringere Beweglichkeit von Domänenwänden zeigt sich vor allem durch das höhere Sättigungsfeld von 24 mT statt 16 mT. Es ist anzunehmen, dass die magnetische Mikrostruktur während des Schaltens qualitativ ähnlich zu dem Lochgitter mit Magnetisierung in der Probenebene ist. Aufgrund der senkrechten Magnetisierung ist ein Zerfall in Domänen zur Minimierung des magnetischen Flusses außerhalb der Probe energetisch noch günstiger [190], so dass noch kleinere Domänen erwartet werden können.

In diesem Abschnitt wurden nach den magnetischen Eigenschaften von Filmen auf Micellen mit leichter Magnetisierungsrichtung in der Probenebene und senkrecht zur Probenebene die entsprechenden Lochgitter diskutiert. Durch die Erzeugung eines Lochgitters mit leichter Magnetisierungsrichtung in der Probenebene wird eine geringere Remanenz der Strukturen beobachtet, die auf einen verstärkten Domänenzerfall zurückzuführen ist. Das Koerzitivfeld steigt dabei durch eine reduzierte Domänenwandbeweglichkeit und der Betrag der negativen Anisotropie nimmt zu. Bei einer senkrechten leichten Magnetisierungsrichtung wird ein fast

vollständige Remanenz für das Lochgitter gefunden. Dabei wird eine gescherte Hysterese mit erhöhtem Koerzitivfeld beobachtet, während die Anisotropie unverändert bleibt. Für beide leichten Magnetisierungsrichtungen wird durch die Strukturierung eine verringerte Domänenwandbeweglichkeit und ein stärker ausgeprägter Domänenzerfall in den Proben nachgewiesen.

4.2.2. Lochgitter durch senkrecht Ionenätzen

Senkrecht Ionenätzen von gefüllten Blockcopolymer-Micellen ermöglicht die Herstellung von Punkt- und Lochgittern [47], wobei der Unterschied zwischen Punkt- und Lochgittern durch unterschiedliche Abtragsraten des Kern- und Hüllen-Materials, sowie die Morphologie der Micellen entsteht. Polymere bestehen zu einem großen Teil aus kovalent gebundenem Kohlenstoff und haben damit eine geringere Abtragsrate als die meisten Materialien [184, 191], insbesondere als Siliziumdioxid [183]. In dieser Arbeit werden Micellen verwendet, die mit einem SiO_2 -Kern gefüllt sind und bei denen der Kern weniger mit Polymeren belegt ist als die Zwischenräume [E1]. Durch die Morphologie und die unterschiedlichen Abtragsraten wird erwartet, dass beim Ionenätzen unter senkrechtem Einfall ein Lochgitter entsteht (Abb. 4.4). Dieser Abschnitt gibt einen kurzen Überblick über diese Arbeiten, für weitere Details, insbesondere zu AFM-Untersuchungen, siehe Ref. [E5] und [E4].

Die Micellen wurden auf einer $(\text{Co}_{0,5\text{nm}}/\text{Pt}_{2,4\text{nm}})_8$ -Multilage deponiert, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurde. Diese Multilagen zeigen eine gekippte Magnetisierung und einen Domänenzerfall in der senkrechten Magnetisierungskomponente (Abschnitt 3.1.3). Die Micellen auf dem Film haben einen mittleren Abstand von 70 nm und einen Kern mit knapp 40 nm Durchmesser [E1]. Die Struktur der Micellen (siehe Abb. 4.2b) wird auf den darunterliegenden Film durch senkrecht Ionenätzen mit Argon bei einer Energie von 2 keV übertragen (Abb. 4.4). Durch das senkrechte Ionenätzen entstehen Löcher in der Polymermatrix und der Film wird im Bereich der Löcher zuerst abgetragen.

Die SEM-Aufnahme des Lochgitters nach senkrechtem Ionenätzen mit einer Dosis von $1,6 \times 10^{17} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$ zeigt die Bereiche, die zuerst abgetragen werden, als dunkle Löcher in einer helleren Umgebung der stehengebliebenen Gebiete auf der Oberfläche (Abb. 4.13). Die Flächenfüllung wurde durch Festlegen eines Schwellwertes der Grauskala und digitale Bildanalyse [186] zu $(50 \pm 4)\%$ bestimmt (siehe auch Ref. [E5]). Der Durchmesser der Löcher wurde parallel zur Analyse der Flächenfüllung zu $d_L = (52 \pm 5) \text{ nm}$ bestimmt. Das Lochgitter durch Ionenätzen unter senkrechtem Einfall hat damit etwas kleinere Löcher und eine etwas geringere Flächenfüllung der Löcher im Vergleich zu dem Lochgitter, das durch Ionenätzen unter streifendem Einfall hergestellt wurde (Abschnitt 4.2.1).

Das Lochgitter nach senkrechtem Ionenätzen besteht aus Vertiefungen in der Oberfläche. Deshalb ist die Höhenmodulation direkt mit dem Abtrag des magnetischen Films korreliert und kann direkt aus AFM-Untersuchungen bestimmt werden. Dazu werden Höhenprofile aus AFM-Aufnahmen extrahiert und die Höhen-

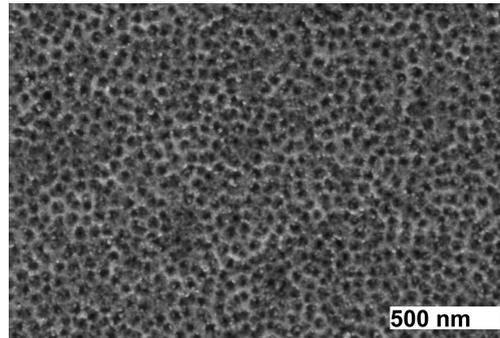


Abbildung 4.13.: SEM-Aufnahme eines Lochgitters nach senkrechtem Ionenätzen von Micellen mit 70 nm Periode und SiO₂-Kernen auf einer (Co_{0,5 nm}/Pt_{2,4 nm})₈-Multilage, die durch ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurde.

modulation nach senkrechtem Ionenätzen bestimmt. Details zu diesen Studien sind in Ref. [E4] zu finden. Die Höhenmodulation nach Ionenätzen mit einer Dosis von $1,6 \times 10^{17} \text{Ar}^+/\text{cm}^2$ beträgt 8,4 nm. Die Tiefe der Löcher entspricht einer Höhenmodulation von drei Co/Pt-Bilagen. Für eine genauere Bestimmung des verbleibenden Materials in den Löchern und Zwischenräumen werden die Änderungen der magnetooptischen Signale durch das Ionenätzen betrachtet (Abb. 4.14). Die Sättigungswerte gehen bei einer Dosis von $1,6 \times 10^{17} \text{Ar}^+/\text{cm}^2$ auf 32% des Wertes des Films zurück. Im Vergleich zur Flächenfüllung aus den SEM-Aufnahmen ist dieser Wert um etwa 40% geringer. Da das Verhältnis der Sättigungssignale deutlich geringer ist als die Flächenfüllung reichen die Löcher durch den kompletten magnetischen Film hindurch. Das geringere Sättigungssignal kann entweder durch Strahlenschäden an den Rändern der Löcher oder eine reduzierte Filmhöhe der Bereiche zwischen den Löchern verursacht werden. Da die Höhenmodulation aus der AFM-Auswertung etwa drei Co/Pt-Bilagen entspricht und der Film in den Löchern vollständig abgetragen ist, kann von einer reduzierten Filmdicke in den Bereichen zwischen den Löchern ausgegangen werden. Eine Abnahme des Sättigungssignals um 40% entspricht einer Änderung von acht auf zwei Bilagen (siehe Anhang A.1). Das Lochgitter besteht aufgrund der Höhenmodulation und der Kerr-Signale aus zwei Co/Pt-Bilagen.

In der senkrechten Magnetisierungskomponente zeigt eine (Co_{0,5 nm}/Pt_{2,4 nm})₈-Multilage einen Domänenzerfall mit gekippter leichter Magnetisierungsrichtung (Abschnitt 3.1.3). Bereits durch den Ionenbeschuss eines Films ohne Micellen mit 7,5% der Dosis zur Herstellung des Lochgitters wechselt die leichte Magnetisierungsrichtung von senkrecht in die Probenebene. Bei etwa 29% der Dosis zur Herstellung des Lochgitters ist der unbedeckte Film paramagnetisch [E4]. Durch die Micellen auf der Oberfläche wird der Film abgedeckt und nur teilweise abgetragen. Die leichte Magnetisierungsrichtung wechselt ab 25% der Dosis zur Herstellung des Lochgitters in die Probenebene (Abb. 4.14). In der senkrechten Magnetisierungskomponente werden reversible Magnetisierungskurven einer

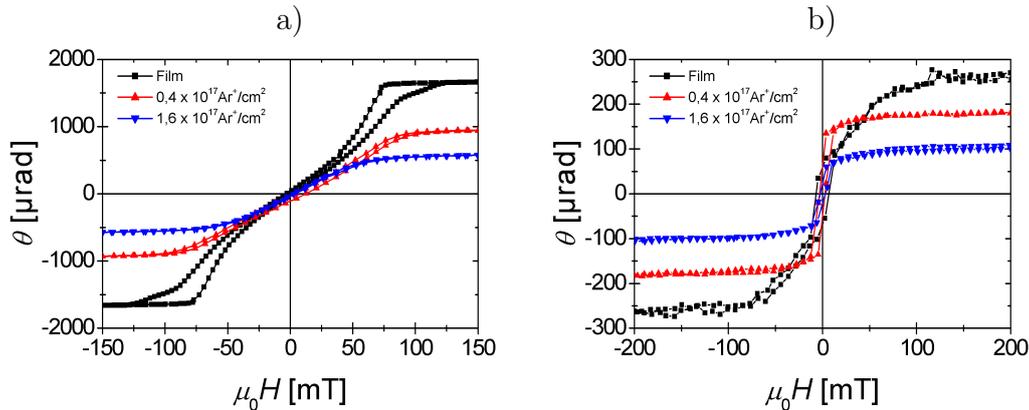


Abbildung 4.14.: Ummagnetisierungskurven für eine $(\text{Co}_{0,5} \text{ nm}/\text{Pt}_{2,4} \text{ nm})_8$ -Multilage (ECR-Ionenstrahlzerstäuben) mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung und für Lochgitter durch senkrecht Ionenätzen. a) Messungen in einem senkrechten Feld (polare Kerr-Rotation) und b) in einem Feld in der Probenebene (longitudinale Kerr-Elliptizität), jeweils vor und nach Ionenätzen unter senkrechtem Einfall.

schweren Richtung beobachtet, die mit zunehmender Dosis bei etwas geringeren Feldern gesättigt werden (Abb. 4.14a). Das heißt, die Anisotropie der Filme nimmt mit zunehmender Dosis von $-0,04$ auf $-0,03 \text{ MJ/m}^3$ zu. Die Löcher im Film sind die Bereiche, die mit einer hohen Ionendosis bestrahlt werden und haben dadurch stärkere Strahlungsschäden als die Bereiche, die nach der Strukturierung das Lochgitter bilden. Der Anstieg der Anisotropie ist ein Nachweis für den Schutz des Films durch die Maske aus Micellen. Die Ummagnetisierung in der Probenebene geht von einer gekippten Magnetisierung zu einer leichten Richtung über (Abb. 4.14b). Die Remanenz des Lochgitters ist dabei deutlich höher als sie bei Lochgittern durch Ionenätzen unter streifendem Einfall beobachtet wurde. Dieser Unterschied kann durch stärker zusammenhängende Gebiete zwischen den Löchern aufgrund der breiteren Stege erklärt werden (vergleiche Abb. 4.8 und 4.13). Zusätzlich wird durch den dickeren Film des Lochgitters, das unter streifendem Einfall geätzt wurde, der Domänenzerfall in Remanenz unterstützt [81]. Zur Erzeugung von Lochgittern mit senkrechter leichter Magnetisierung können Filme mit höherer Anisotropie oder eine geringere Ionenenergie genutzt werden.

4.3. Nanostruktur-Punktgitter durch Ionenätzen von Micellenkernen

Die Kerne von Blockcopolymer-Micellen können ebenfalls als Maske beim Ionenätzen unter senkrechtem Einfall verwendet werden (Abb. 4.15). Zunächst wird eine Co/Pt-Multilage mit Blockcopolymer-Micellen mit SiO_2 -Kern beschichtet (Abb. 4.15a) und die Polymerhülle der Micellen mit einem Sauerstoffplasma (10 Minuten

bei 70 Watt) verascht. Dadurch bleiben auf der Co/Pt-Multilage nur die Kerne der Micellen als allein stehende SiO₂-Nanopartikel übrig (Abb. 4.15b). Der Abstand der Nanopartikel wird durch die Länge der Polymere in der Hülle eingestellt [E1]. Die Struktur der SiO₂-Partikel wird durch Ionenätzen unter senkrechtem Einfall auf den darunterliegenden Film übertragen und ein Punktgitter aus Co/Pt-Nanostrukturen erzeugt (Abb. 4.15c). Die (Co/Pt)-Multilagen werden jeweils auf einer 4 nm dicken Wachstums- und einer 3 nm dicken Platin-Decklage hergestellt und mit einer 3 nm dicken Platin-Decklage abgeschlossen. Die Decklage verhindert, dass die magnetischen Eigenschaften der Filme durch das Sauerstoffplasma beeinflusst werden. Messungen an Multilagen vor und nach der Plasmaveraschung haben gezeigt, dass weder die Kerr-Signale noch die magnetischen Eigenschaften der Filme durch das Sauerstoffplasma verändert werden. Bei den Dickenangaben in der Zusammensetzung der Multilagen wird zur besseren Lesbarkeit statt der genauen Lagenfolge mit Wachstums- und Decklage nur die periodisch wiederholten Lagen angegeben. Das heißt, dass zum Beispiel ein Film mit der Lagenstruktur Pt_{3 nm}/Co_{0,7 nm}/(Pt_{2 nm}/Co_{0,7 nm})_{n-1}/Pt_{4 nm} durch (Co_{0,7 nm}/Pt_{2 nm})_n abgekürzt wird.

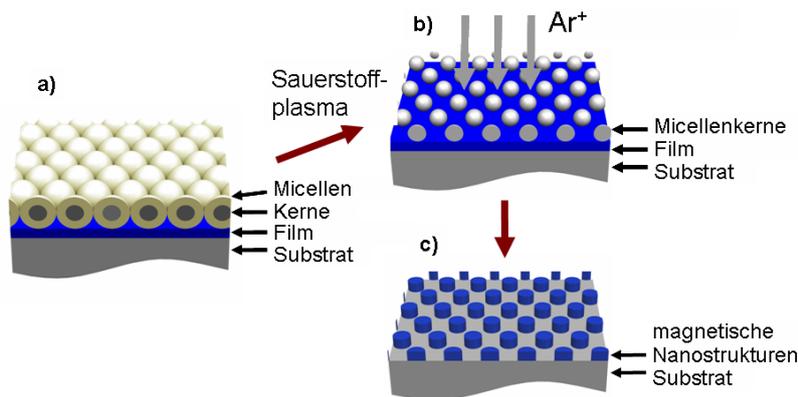


Abbildung 4.15.: Schematische Darstellung der Herstellung von magnetischen Nanostrukturen aus SiO₂-Kernen [182]. a) Kugelförmige Micellen mit SiO₂ werden auf einem Multilagenfilm abgeschieden. b) Die Polymerhülle wird durch ein Sauerstoffplasma entfernt. Die dabei freigelegten SiO₂-Kerne werden als Maske zum Ionenätzen benutzt und es entsteht c) ein Feld aus magnetischen Nanostrukturen.

Durch die Verwendung von Micellenkernen können Punktgitter mit einem mittleren Abstand zwischen 30 und 70 nm hergestellt werden (siehe Auswahl an Micellen und SiO₂-Kernen in Ref. [E1]). In dieser Arbeit werden Micellenkerne mit mittleren Abständen von 30 und 70 nm für die Herstellung magnetischer Punktgitter verwendet. Die Größe der Nanopartikel kann durch die Länge des hydrophilen Blocks und damit dem Durchmesser des Micellenkerns eingestellt werden. Der mittlere Abstand wird über die Gesamtlänge des Polymers eingestellt.

4.3.1. Morphologie von SiO₂-Nanopartikeln

Die Eigenschaften von Micellenkernen und die Auswertung von AFM- und SEM-Aufnahmen werden an Micellen mit 70 nm mittleren Abstand eingeführt. Die Morphologie der Partikel und des magnetischen Punktgitters, sowie Teile der magnetischen Eigenschaften wurden bereits veröffentlicht [E6]. Da die Ergebnisse zum Teil für die Diskussion weiterer Punktgitter nötig sind und zu einem geringen Teil neu ausgewertet wurden, werden bereits veröffentlichte Ergebnisse hier erneut dargestellt. Die SiO₂-Kerne der Micellen bilden nach der Behandlung mit einem Sauerstoffplasma ein Übergitter von gut getrennten Nanopartikeln (Abb. 4.16a). In SEM-Aufnahmen wird der Umfang der SiO₂-Partikel überstrahlt jeweils die Fläche der Partikel, weil die Elektronenausbeute an Kanten höher als auf ebenen Flächen ist [185].

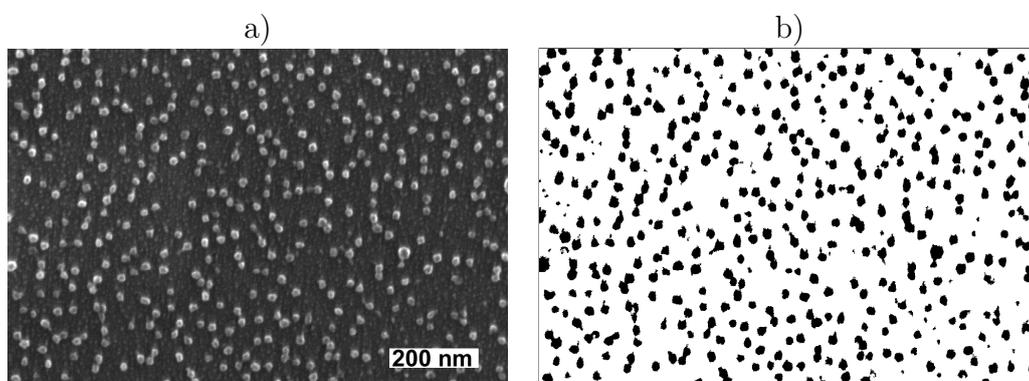


Abbildung 4.16.: SiO₂-Micellenkerne auf einem Co/Pt-Multilagenfilm. a) SEM-Aufnahme der SiO₂-Partikel. b) Verteilung der SiO₂-Partikel auf der Oberfläche nach der im Text beschriebenen Auswertung der SEM-Aufnahme a).

Die laterale Ausdehnung und die Flächenfüllung der SiO₂-Partikel im Punktgitter wird mit Hilfe von SEM-Aufnahmen analysiert. Dazu wird ein Schwellwert für die Graustufen der Abbildung festgelegt (Abb. 4.17) und die SEM-Aufnahme in eine schwarz-weiß Aufnahme mit schwarz markierten Partikeln umgewandelt (Abb. 4.16b). Das Histogramm der Graustufen zeigt ein stark ausgeprägtes Signal des Hintergrundes und damit des Substrates, während die Häufigkeit höherer Grauwerte gering ist (Abb. 4.17). Der Schwellwert wurde bei der Analyse der SiO₂-Partikel so gewählt, dass er oberhalb des Signals des Untergrundes und knapp unterhalb des Grauwerts der Mitte der Partikel liegt. Die überstrahlten Ränder der Partikel dienen dabei als Hilfsmittel zur Bestimmung des Schwellwerts, da ein zu niedriger Schwellwert zu Ringen statt flächigen Partikeln in Abbildung 4.16b führen würde.

Die Flächenfüllung der Partikel wird direkt aus der schwarz-weiß Aufnahme (Abb. 4.16b) mit Hilfe der Bildauswertungssoftware ImageJ [186] zu 16,1% bestimmt. Dabei wurde ein Mindestradius der Partikel von 5 nm vorausgesetzt, um

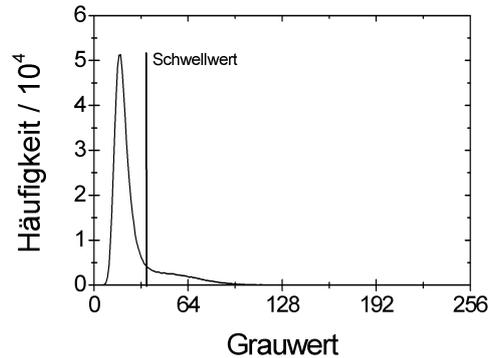


Abbildung 4.17.: Histogramm der SEM-Aufnahme von SiO₂-Partikeln (Abb. 4.16). Der Schwellwert zur Unterscheidung zwischen Partikeln und Untergrund ist markiert (Linie).

nicht einzelne oder zufällig zusammenhängende Pixel als SiO₂-Partikel zu zählen. Die laterale Ausdehnung der Partikel in der schwarz-weiß Aufnahme (Abb. 4.16b) wurde mit Hilfe der gleichen Bildauswertungssoftware analysiert. Dabei wird die Häufigkeit der Partikel mit einem festen Durchmesser, das heißt, eine Verteilung der Durchmesser der Partikel bestimmt (Abb. 4.18a), auf die später näher eingegangen wird. Die Verteilung der Partikelhöhen wird aus AFM-Aufnahmen extrahiert. In AFM-Aufnahmen erscheinen die Partikel aufgrund der lateralen Ausdehnung der AFM-Spitze, die einem Radius von etwa 10 nm hat, größer als in SEM-Aufnahmen. Außerdem ist über den Bildbereich der AFM-Aufnahmen ein scheinbar zunehmender Durchmesser der Partikel in der langsamen Rasterrichtung zu beobachten. Der zunehmende Durchmesser ist durch die Aufnahme von Oberflächenatomen durch die AFM-Spitze mit zunehmender Rasterdauer zu erklären. Deshalb können AFM-Aufnahmen nicht zur lateralen Größenbestimmung genutzt werden. Die Höhe der Partikel kann aus AFM-Aufnahmen der SiO₂-Partikel bestimmt werden, solange die Partikel lokal getrennt sind. Die Auswertung ist ähnlich wie die Auswertung der SEM-Aufnahmen. Die AFM-Aufnahme wird in Graustufen umgewandelt und der Schwellwert für die Bildanalyse wird mit konstanter Schrittweite variiert. Dadurch werden Partikel unterhalb der durch den Schwellwert festgelegten Höhe nicht gezählt. Die Anzahl der Punkte zwischen zwei festgelegten Höhe wird als Höhenverteilung aufgetragen (Abb. 4.18b).

Die gemessene Verteilung der Durchmesser und Höhen wird jeweils mit einer Normalverteilung $\exp[-2(x - x_c)^2/\sigma^2]$ angepasst. Mit dieser Anpassung werden Mittelwerte x_c und Breiten σ der Verteilungen der Durchmesser und Höhen bestimmt, wobei durch die Anpassung, im Gegensatz zu einer Statistik der Einzelwerte, nur Partikelgrößen um den Mittelwert berücksichtigt werden. Die Verteilung des Durchmesser ist um 20,5 nm zentriert und hat eine Breite von 5,1 nm. Für die Höhe der Partikel wird ein Mittelwert von 21,9 nm und eine Standardabweichung von 5,7 nm bestimmt. Die Mittelwerte der Verteilungen weichen von-

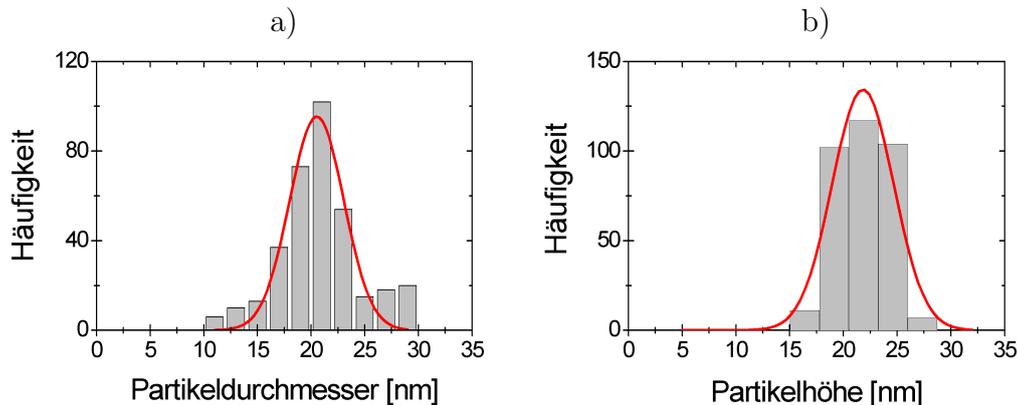


Abbildung 4.18.: Größenverteilungen der SiO₂-Partikel. Verteilung des a) Durchmessers aus einer SEM-Aufnahme (Abb. 4.16) und der b) Höhe aus einer AFM Aufnahme. Die dabei bestimmte Verteilung (Balken) wurde mit einer Normalverteilung angepasst (Linie).

einander um 1,4 nm ab, was durch unter den SiO₂-Partikeln liegenden Kohlenstoff oder einen präferentiell seitlichen Abtrag im Sauerstoffplasma erklärt werden kann. Die Breite der Verteilungen ist dabei identisch, so dass die gemessenen Verteilungen die Größenverteilungen der Kerne wiedergeben und nicht auf Messungenauigkeiten zurückgeführt werden können. Die SiO₂-Partikel sind insgesamt nahezu kugelförmig mit einem Durchmesser von etwa 21 nm. Die Kerne in den gelösten Micellen haben einen Durchmesser von etwa 40 nm, das heißt die Kerne werden durch das Sauerstoffplasma verkleinert.

4.3.2. Magnetische Punktgitter mit 70 nm mittlerem Abstand

Das Punktgitter der SiO₂-Partikel wird durch Argon-Ionenätzen mit einer Ionenenergie von 500 eV auf den darunter liegenden Co/Pt-Film übertragen. Durch die geringere Energie der Ionen im Vergleich zum Ätzen von Lochgittern wird die senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung der Filme beibehalten. Zunächst werden Nanostrukturen aus (Co_{0,7nm}/Pt_{2nm})₂-Multilagendiskutiert. Zur Kontrolle der Ionendosis, die zum vollständigen Entfernen des Kobalts nötig ist, wird zunächst das Ionenätzen von Co/Pt-Filmen ohne SiO₂-Partikel als Maske untersucht. Die Dosis zum Entfernen des Kobalts wird aus dem Verlauf der Kerr-Rotation mit der Ionendosis (Abb. 4.19) bestimmt. Bei geringer Ionendosis wird eine vernachlässigbare Abnahme der Kerr-Rotation beobachtet, da in diesem Bereich die Platin-Decklage abgetragen wird. Danach wird ein nahezu linearer Abfall der Kerr-Rotation mit der Ionendosis beobachtet. Bei einer Ionendosis von $5 \times 10^{16} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$ wird für Co/Pt-Filme eine verschwindende Kerr-Rotation extrapoliert (Abb. 4.19). Bei einer etwas höheren Ionendosis von $5,3 \times 10^{16} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$ ist experimentell kein magnetooptisches Signal der Filme mehr nachzuweisen. Mit Hilfe der Ausbeute von

Kobalt und Platin beim Ionenätzen von $1,25 \text{ Co/Ar}^+$ und $1,27 \text{ Pt/Ar}^+$ [184] kann abgeschätzt werden, dass bei einer Dosis von $5 \times 10^{16} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$ über 9 nm des Films abgetragen sind, also etwas mehr als die insgesamt 6,4 nm der Co/Pt-Multilage bis nach der untersten Kobaltlage. Es kann deshalb davon ausgegangen werden, dass das gesamte magnetische Material abgetragen wurde. Die leichte Magnetisierungsrichtung der Filme bleibt während des Ionenätzens senkrecht zur Probenebene, die Anisotropie wird jedoch mit zunehmender Dosis geringer.

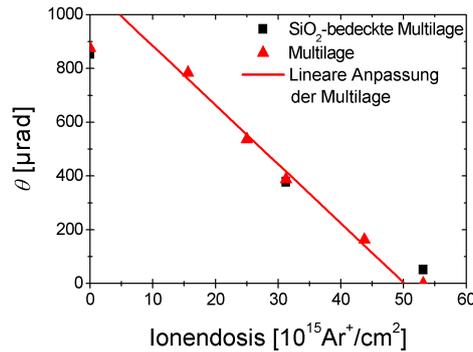


Abbildung 4.19.: Polare Kerr-Rotation in Abhängigkeit von der Dosis beim Ionenätzen. Der Verlauf für eine Probe mit Co/Pt Nanostrukturen (Quadrate) wird mit dem einer Referenzprobe gleicher Zusammensetzung ohne Maske (Dreiecke) dargestellt. Der Verlauf der Kerr-Rotation zwischen $1,5$ und $5 \times 10^{16} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$ wurde zur Bestimmung der Dosis für vollständiges Abtragen der Referenzprobe linear angepasst (Linie).

Die Nanostrukturen werden der Ionendosis von $5,3 \times 10^{16} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$ ausgesetzt, um sicher zu gehen, dass das gesamte magnetische Material zwischen den SiO₂-Partikeln entfernt wird. Nach dem Ionenätzprozess wird jedoch ein magneto-optisches Signal nachgewiesen (Abb. 4.19), das heißt, es ist noch Kobalt auf der Oberfläche. Da der magnetische Film zwischen den SiO₂-Partikeln abgetragen und das Material unter den Partikel geschützt wird, wurde ein magnetisches Punktgitter erzeugt. Die Struktur der SiO₂-Partikel bleibt beim Ionenätzen des Co/Pt-Films erhalten, wie durch SEM-Aufnahmen gezeigt werden kann (Abb. 4.20). Die Flächenfüllung der Co/Pt-Partikel ist dabei auf 14,5% im Vergleich zu 16,1% für die SiO₂-Partikel zurückgegangen.

Die Verteilung der Durchmesser der Co/Pt-Partikel wird, auf die selbe Weise wie in Abschnitt 4.3.1 beschrieben, aus der SEM-Aufnahme (Abb. 4.20) bestimmt. Der mittlere Durchmesser der Partikel ist 20,0 nm mit einer Breite der Verteilung von 4,6 nm (Abb. 4.21a). Der Durchmesser der Partikel ist durch präferentielles Ionenätzen an den Rändern [192] um etwa 0,5 nm zurückgegangen. Die Breite der Verteilung hat sich durch das Ionenätzen nicht verändert. Das Verhältnis der Flächenfüllung vor und nach Ionenätzen von 90% und die Abnahme der Fläche der einzelnen Partikel auf 95% sind praktisch identisch. Das heißt die Struktur der SiO₂-Partikel wurde vollständig auf den magnetischen Film übertragen.

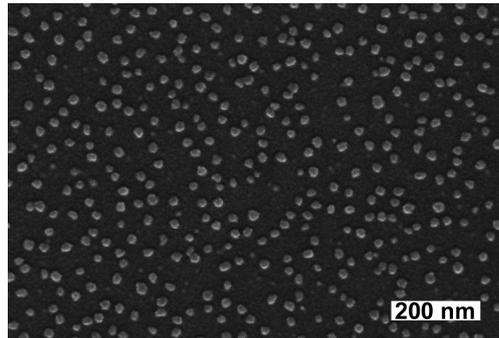


Abbildung 4.20.: SEM-Aufnahme der $(\text{Co/Pt})_2$ -Nanostrukturen nachdem die SiO_2 -Maske (Abb. 4.16) durch Ionenätzen mit einer Dosis von $5,3 \times 10^{16} \text{Ar}^+/\text{cm}^2$ in den darunterliegenden Film übertragen wurde.

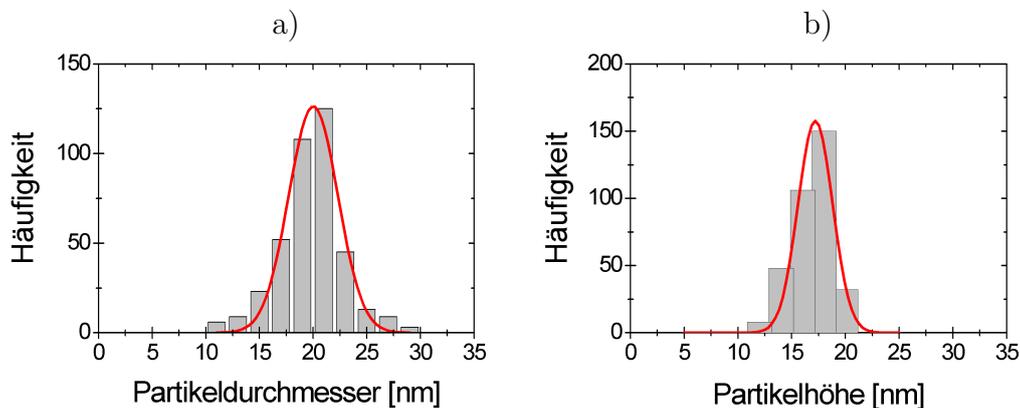


Abbildung 4.21.: Größenverteilungen der Co/Pt-Nanostrukturen. Verteilung des a) Durchmessers aus einer SEM-Aufnahme und der b) Höhe aus einer AFM Aufnahme. Die dabei bestimmte Verteilung (Balken) wurde mit einer Normalverteilung angepasst (Linie).

Die Gesamthöhe der Co/Pt-Partikel inklusive eventuell darauf liegender Reste von SiO_2 wurde, wie weiter oben (Abschnitt 4.3.1) beschrieben, aus einer AFM-Aufnahme der Partikel nach dem Ionenätzen bestimmt (Abb. 4.21b). Die Höhe ist durch das Ionenätzen von 21,9 nm auf 17,2 nm deutlich reduziert (vergleiche Abb. 4.21b und 4.18b). Die Breite der Verteilung ist nach dem Ionenätzen von 5,5 nm auf 3,2 nm reduziert. Die Abnahme der Partikelhöhe durch das Ionenätzen kann durch schnelleren Abtrag von SiO_2 , vor allem aufgrund der porösen Struktur der SiO_2 -Partikel nachdem die Polymere darin verascht wurden, im Vergleich zu Kobalt und Platin erklärt werden. Durch die Gesamthöhe der Partikel können Rückschlüsse auf die Höhen des Co/Pt-Film und des SiO_2 in den Partikeln gezogen werden (Abb. 4.22).

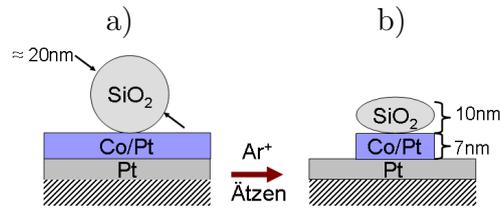


Abbildung 4.22.: Schematische Darstellung der Größen der SiO₂-Partikel a) vor und b) nach Ionenätzen.

Die SiO₂-Partikel sind nach der Sauerstoffplasma-Behandlung nahezu kugelförmig (Abb. 4.22a). Während des Ionenätzens werden die SiO₂-Partikel schneller abgetragen als der dazwischen liegende Co/Pt-Film. Wenn die Dosis ausreicht den Co/Pt-Film bis zur letzten Kobaltlage abzutragen sind noch insgesamt 17 nm Höhenmodulation übrig (Abb. 4.21b). Die SiO₂-Partikel auf der Oberfläche sind, unter der Annahme, dass etwa 7 nm des Films abgetragen wurden, von 20 nm auf etwa 10 nm Höhe ausgedünnt worden (Abb. 4.22b). Das heißt, es können Filme mit doppelt so hoher Gesamtdicke der Co/Pt-Lagen, also etwa (Co_{0,7 nm}/Pt_{2,0 nm})₄-Multilagen strukturiert werden, ohne die Multilage unter den SiO₂-Partikeln anzugreifen (siehe weiter unten in diesem Abschnitt). Die Herstellung möglichst hoher Strukturen ist ein wichtiges Ziel dieser Arbeit, da sie bei gleich bleibendem Abstand größere Magnetfelder erzeugen [51] und aufgrund des größeren magnetischen Volumens thermisch stabiler sein sollten [84].

Magnetische Eigenschaften von Punktgittern aus (Co/Pt)₂-Multilagen

Die (Co/Pt)₂-Multilage mit SiO₂-Maske ist nach Ionenätzen mit einer Ionedosis, die mehr als ausreichend ist den Film zu entfernen, noch ferromagnetisch. Die Kerr-Rotation nach Ionenätzen beträgt für die Punktgitter etwa 6% der Kerr-Rotation des Films vor dem Ionenätzen (Abb. 4.23 und 4.19). Die Flächenfüllung aus dem Kerr-Signal beträgt 42% der aus SEM-Aufnahmen bestimmten Flächenfüllung. Die deutlich kleinere Flächenfüllung aus dem Kerr-Signal kann durch eine Abnahme des magnetisch aktiven Volumen durch das Ionenätzen erklärt werden. Eine Abnahme des Volumen kann aufgrund der Höhe der Strukturen (Abb. 4.22) nur durch einen geringeren magnetisch aktiven Durchmesser durch Strahlungsschäden an den Rändern der Partikel erklärt werden. Der magnetisch aktive Durchmesser ergibt sich mit Hilfe der unterschiedlichen Werte der Flächenfüllung zu 12,9 nm.

Die leichte Magnetisierungsrichtung bleibt während des Ionenätzens senkrecht zur Probenebene (Abb. 4.23). Für eine Ionendosis von $3,1$ und $5,3 \times 10^{16} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$ wird in der Ummagnetisierungskurve in der Ebene eine schwere Magnetisierungsrichtung beobachtet (Abb. 4.23b). Die Anisotropie der Co/Pt-Partikel ist unter Berücksichtigung der reduzierten Kerr-Signale etwa um einen Faktor vier kleiner als für den Co/Pt-Film. Der Film hat eine Anisotropie von $0,52 \text{ MJ/m}^3$.

Die Nanostrukturen müssten demnach eine Anisotropie von $0,13 \text{ MJ/m}^3$ aufweisen. Bei dieser Anisotropie wäre die Magnetisierung in der schweren Richtung bei einem Feld von 200 mT gesättigt. Die Änderung der Steigung der schweren Magnetisierungsrichtung muss also zum Teil auf die magnetooptischen Eigenschaften von bzw. die Streuung an Nanostrukturen zurückgeführt werden. Eine nichtlineare Abhängigkeit der magnetooptischen Signale von der Flächenfüllung konnte bereits für Co/Au-Nanostrukturen gezeigt werden [20, 21]. Dabei wird in Punktgittern in der Nähe der Plasmonenresonanz der Gold-Strukturen eine deutliche Frequenzabhängigkeit der polaren Kerr-Rotation beobachtet, die bei einem Verhältnis zwischen Durchmesser und mittlerem Abstand der Strukturen kleiner $1/2$ zu einem Vorzeichenwechsel der Kerr-Signale führen kann [21]. Die Plasmonenresonanz von Platin liegt bei Nanostrukturen mit einem Durchmesser unter 100 nm im sichtbaren bis ultravioletten Wellenlängenbereich [193], so dass auch für Co/Pt-Strukturen Einflüsse der Plasmonenfrequenz auf die Kerr-Signale auftreten können, wenn die Strukturen nicht durch Platin verbunden sind.

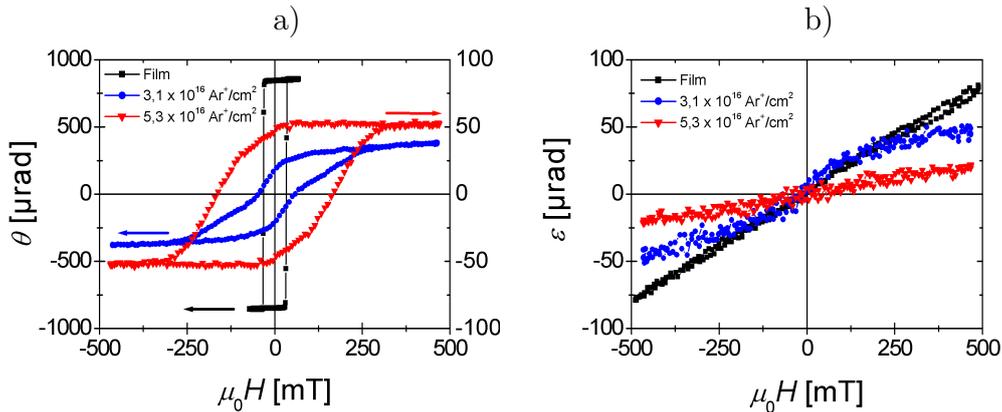


Abbildung 4.23.: Magnetisierungskurven der $(\text{Co/Pt})_2$ -Nanostrukturen in Abhängigkeit von der Ionendosis. a) Messungen in einem senkrechten Feld (polare Kerr-Rotation). Die Hysterese bei der höchsten Ionendosis ist um einen Faktor 10 vergrößert dargestellt (Achse rechts). b) Messungen in einem Feld in der Probenebene (longitudinale Kerr-Elliptizität).

Die Ummagnetisierungskurven senkrecht zur Probenebene sind jeweils offene Hysteresen mit nahezu vollständiger Remanenz. Das Koerzitivfeld nimmt zwischen Film und Co/Pt-Nanostrukturen von 32 mT auf 166 mT etwa um einen Faktor 5 zu. Die Anisotropie der Partikel ist maximal genauso groß wie die Anisotropie des Films, so dass der Anstieg des Koerzitivfeldes durch einen Übergang des Schaltverhaltens von durch Domänenwandbewegung dominierten Schalten des Films zu eindomänigen Schalten der Nanostrukturen verursacht wird (Stoner-Wohlfarth-Schalten, siehe Abschnitt 2.1.2). Bevor auf die magnetischen Eigenschaften des Punktgitters, im Vergleich zu Strukturen mit geänderter Höhe ge-

nauer eingegangen wird, ist zu klären, wie die Hysterese bei einer mittleren Ionendosis (Abb. 4.23) entsteht.

Wird die Ionendosis so gewählt, dass nur eine der beiden Kobaltlagen abgetragen wird, ist ein Schalten in der leichten Magnetisierungsrichtung in zwei Schritten zu erkennen ($3,1 \times 10^{16} \text{Ar}^+/\text{cm}^2$ in Abb. 4.23a). Ein zweistufiges Schaltverhalten wurde bereits für Nanostrukturen aus CoCrPt-Filmen gefunden [32]. Eine Quantifizierung des Schaltverhaltens bezüglich des an den beiden Schritten beteiligten magnetischen Volumen war in Ref. [32] nicht möglich. Durch den Aufbau der magnetischen Filme in zwei Lagen kann in dieser Arbeit eine genaue Analyse der beiden Stufen durchgeführt werden. Bei kleinen Feldern schalten die Bereiche zwischen den Partikeln, passend zum geringen Koerzitivfeld von ionengeätzten Filmen (hier nicht gezeigt). Die Teile des Films unter den SiO₂-Partikeln schalten bei höheren Feldern ähnlich zur Hysterese der Co/Pt-Nanostrukturen mit vollständig entfernten Zwischenbereichen (Abb. 4.23a). Zur Trennung der beiden Schaltfelder wurde von der Magnetisierungskurve bei mittlerer Ionendosis die mit einem Faktor 2,5 multiplizierte Hysterese der Co/Pt-Nanostrukturen abgezogen (Abb. 4.24). Durch diese Umrechnung wird das zweistufige Schalten nach Ionenätzen mit einer mittleren Dosis auf das einfache Schalten der Bereiche zwischen den SiO₂-Partikeln reduziert. In Abbildung 4.24 ist das Schalten der einzelnen Be-

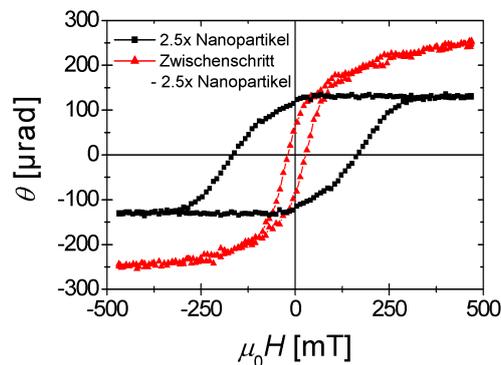


Abbildung 4.24.: Trennung des Schaltverhaltens bei der mittleren Ionendosis von $3,2 \times 10^{16} \text{Ar}^+/\text{cm}^2$ in Abb. 4.23a. Die Hysterese bei mittlerer Ionendosis abzüglich der 2,5fachen Hysterese der Nanostrukturen und die mit einem Faktor 2,5 multiplizierte Hysterese der Nanostrukturen sind gezeigt.

reiche in getrennten Magnetisierungskurven dargestellt. Ein Faktor 2,5 zwischen Co/Pt-Partikeln und dem gemessenen Hub bei der mittleren Dosis bedeutet, dass der magnetische Durchmesser 20,5 nm beträgt, wobei der oben bestimmte magnetisch aktive Durchmesser der Co/Pt-Strukturen zur Berechnung verwendet wurde. Der aktive Durchmesser bei mittlerer Ionendosis genauso groß wie der mittlere Durchmesser der SiO₂-Partikel vor dem Ionenätzen (Abb. 4.18a). Das heißt, die komplette (Co/Pt)₂-Multilage unter der Fläche der SiO₂-Partikel schaltet als eine magnetische Einheit.

Auch in der schweren Richtung (in der Ebene) sind bei einer mittleren Dosis Bereiche mit unterschiedlicher Steigung der Ummagnetisierungskurve zu erkennen (Abb. 4.23b). Bei Feldern bis 100 mT wird die Magnetisierung zwischen den SiO₂-Partikeln in die schwere Richtung gedreht, während bei höheren Feldern nur noch eine Drehung der Magnetisierung unter den SiO₂-Partikeln beobachtet wird (Abb. 4.23b). Die Anisotropie der Filme wird durch den Ionenbeschuss zwischen den Partikeln reduziert, so dass eine modulierte Anisotropie im Film entsteht. Die gleiche Steigung in der schweren Richtung für den Film und bei mittlerer Dosis ist zufällig und bedeutet nicht, dass die Bereiche zwischen den Partikeln die gleiche Anisotropie wie der Film haben. Das Sättigungssignal und damit die Steigung für gleiche Anisotropie sollte nur noch etwa halb so groß sein, da die oberste Kobaltlage bereits abgetragen ist.

Das Verhalten in der schweren und leichten Richtung ist mit vor kurzem veröffentlichten theoretischen Vorhersagen zu Filmen mit räumlich modulierter Anisotropie [194] gut vereinbar, wie im Folgenden beschrieben wird. Für die Modulation der Magnetisierung sind die Domänenwandbreite des Films $\delta_W = \sqrt{A/K} \approx 7$ nm und die Modulationslänge der Anisotropie bzw. der mittlere Abstand des Punktgitters $d \approx 70$ nm entscheidend. Die Modulationslänge ist hier etwa zehnmal so groß wie die Domänenwandbreite. Durch diesen großen Unterschied können sich Domänenwände zwischen den Bereichen unterschiedlicher Anisotropie bilden. Deshalb ist eine vollständige Modulation der Magnetisierung von 90° in der schweren und 180° in der leichten Richtung möglich [194]. Die Möglichkeit einer vollständigen Modulation der Magnetisierung zeigt sich in den Ummagnetisierungskurven der Strukturen bei mittlerer Dosis. In der leichten Richtung können die Bereiche zwischen den Micellenkernen bereits bei kleinen Feldern umschalten, während die geschützten Bereiche ihre ursprüngliche Magnetisierung behalten. Für Magnetfelder zwischen den beiden Schaltfeldern ist die Magnetisierung der beiden Bereiche entgegengesetzt mit einer 180° Modulation der Magnetisierung. In der schweren Magnetisierung drehen sich diese beiden Bereiche unterschiedlich schnell aus der leichten Magnetisierungsrichtung, ein Winkel von 90° wird dabei jedoch nicht erreicht.

An SiO₂-Partikeln auf (Co/Pt)₂-Multilagen konnte nach Ionenätzen nachgewiesen werden, dass ein Punktgitter aus magnetischen Nanostrukturen erzeugt wurde. Die magnetischen Eigenschaften solcher Punktgitter hängen von der Größe der Strukturen ab und werden im Folgenden bei einer Variation der Lagenzahl des zugrundeliegenden Films untersucht.

Punktgitter aus Co/Pt-Multilagen mit variabler Lagenzahl

Der Einfluss der Höhe der Nanopartikel auf die magnetischen Eigenschaften wurde anhand von Nanostrukturen aus (Co_{0,7 nm}/Pt_{2,0 nm})₂-, (Co_{0,7 nm}/Pt_{2,0 nm})₄- und (Co_{0,7 nm}/Pt_{2,5 nm})₈-Multilagen unter Verwendung der gleichen Micellenkerne zur Strukturierung untersucht. Durch die Zusammensetzung der Filme bleibt die Anisotropie nahezu konstant während das magnetische Volumen der Nanostrukturen

zunimmt, so dass die Partikel eine thermisch stabilere Magnetisierung aufweisen sollten (siehe Abschnitt 2.1.2). Durch eine größere Höhe der Strukturen ergeben sich bei gleich bleibendem Abstand außerdem größere Magnetfelder der Strukturen. Die Multilagungen wurden jeweils bei 500 eV Ionenenergie mit einer Ionendosis geätzt, die ausreichend gewählt wurde um das Material zwischen den Micellenkernen zu entfernen (Tabelle 4.1). Zwischen (Co/Pt)₈ und (Co/Pt)₂-Multilagungen wurde die geätzte Fläche etwa um einen Faktor 4 variiert, so dass die Werte der Ionendosis unterschiedlich bestimmt wurden und zwischen den angegebenen Werten der Dosis relative Abweichungen von bis zu 20% möglich sind. Die Ionendosis, die zur Erzeugung des Punktgitters nötig ist, wurde jeweils separat anhand der magnetooptischen Signale kontrolliert, so dass die Ionendosis jeweils dem Abtrag der Multilagen zwischen den Kernen entspricht. Zur Untersuchung der Morphologie wird die mittlere Höhe der erzeugten Strukturen aus der Höhenverteilung (Abb. 4.25) genutzt, die aus AFM-Aufnahmen bestimmt wird, wie weiter oben (Abschnitt 4.3.1) beschrieben ist.

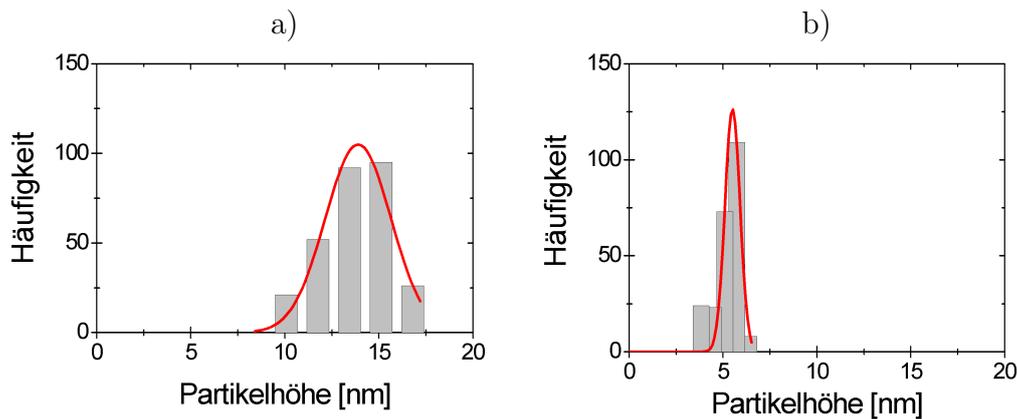


Abbildung 4.25.: Höhenverteilung von Nanostrukturen basierend auf a) (Co/Pt)₄- und b) (Co/Pt)₈-Multilagungen. Die Ionendosis wurde jeweils ausreichend gewählt, um die Multilagen zwischen den Nanopartikeln zu entfernen.

Die Höhe der Partikel ist bei der (Co/Pt)₄-Multilagen durch das Ionenätzen, im Vergleich zu SiO₂-Partikeln und Strukturen aus (Co/Pt)₂-Multilagungen, auf 13,9 nm zurückgegangen, wobei die Breite der Höhenverteilung der (Co/Pt)₂-Multilagen entspricht (Tabelle 4.1). Vier Co/Pt-Bilagen sind, inklusive der 3 nm dicken Decklage, insgesamt 12,8 nm dick. Das heißt, die beobachteten Strukturen bestehen aus der vollständigen (Co/Pt)₄-Multilagen mit maximal 1 nm SiO₂ auf der Co/Pt-Struktur. Zur Strukturierung der (Co/Pt)₈-Multilagen wurde eine mehr als doppelt so hohe Ionendosis benötigt (Tabelle 4.1). Die Strukturen haben danach nur noch eine Höhe von 5,5 nm, das heißt, durch das Ionenätzen wurde schon ein großer Teil der (Co/Pt)₈-Multilagen mit einer Dicke von etwa 27 nm abgetragen. Anhand der Höhe der Strukturen kann abgeschätzt werden, dass maximal

noch zwei Co/Pt-Bilagen vorhanden sind. In den Kerr-Signalen werden demnach maximal die gleichen Werte wie für (Co/Pt)₂ Filme erwartet.

	\bar{h} [nm]	σ [nm]	Dosis [10^{16} Ar ⁺ /cm ²]
SiO ₂	21,9	5,7	-
(Co/Pt) ₂	17,2	3,2	5,3
(Co/Pt) ₄	13,9	3,5	6,2
(Co/Pt) ₈	5,5	0,8	17

Tabelle 4.1.: Mittlere Höhe \bar{h} und Breite der Höhenverteilung σ der SiO₂- und Co/Pt-Partikel, die mit der angegebenen Ionendosis geätzt wurden.

Die Kerr-Rotation der Nanostrukturen als Funktion der Co/Pt-Bilagen der zugrundeliegenden Filmen hat ein Maximum bei 4 Bilagen (Abb. 4.26). Die polare Kerr-Rotation der (Co/Pt)₄-Multilage ist knapp viermal so groß wie bei einer (Co/Pt)₂-Multilage. Das heißt, das gesamte Volumen der (Co/Pt)₄-Multilage in den Nanostrukturen ist magnetisch aktiv. Bei (Co/Pt)₂-Strukturen kann die Kerr-

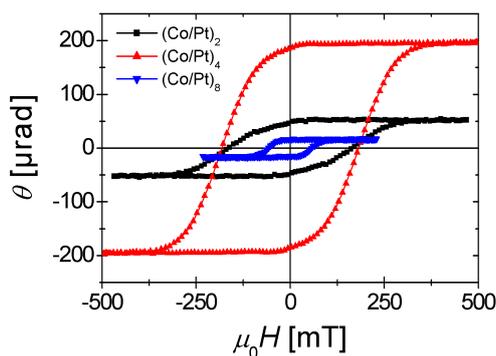


Abbildung 4.26.: Ummagnetisierungskurven in einem senkrechten Magnetfeld (polare Kerr-Rotation) für Punktgitter von Nanostrukturen aus (Co/Pt)_n-Multilagen mit n= 2, 4 und 8.

Rotation durch die optischen Eigenschaften der Partikel beeinflusst werden (siehe oben). Bei (Co/Pt)₄-Strukturen sind optische Einflüsse eventuell nicht so deutlich, da nur knapp über die unterste Kobaltlage hinaus geätzt wurde. Die Ionendosis bei der Strukturierung wurde bei der (Co/Pt)₂-Multilage relativ hoch gewählt, wodurch die Partikel bereits bis zum Substrat reichen können. Wird nur eine Kobaltlage abgetragen, entsprechen die Kerr-Signale bei (Co/Pt)₂-Multilagen auch der gesamten Fläche der Strukturen, die aus dem SEM bestimmt wurde (Abb. 4.20 und 4.24). Bei den (Co/Pt)₄-Strukturen ist die Platin-Wachstumslage noch praktisch vollständig vorhanden, so dass eine größenabhängigen Verschiebung der Plasmonenresonanz durch die Verbindung der Strukturen über die Platin-Wachstumslage verhindert wird. Die Kerr-Rotation der Nanostrukturen aus einer

(Co/Pt)₈-Multilage beträgt etwa ein Drittel der Kerr-Rotation von Nanostrukturen aus einer (Co/Pt)₂-Multilage. Deshalb kann in diesen Strukturen nur maximal eine Kobaltlage magnetisch aktiv sein. Zusätzlich ist es ebenfalls möglich, dass einzelne Nanostrukturen durch Strahlenschäden schon komplett nichtmagnetisch sind. Das heißt, die (Co/Pt)₈-Multilagen sind zu dick, um sie mit den hier verwendeten Masken und Methoden über ihre gesamte Dicke zu strukturieren. Insgesamt ist zu erkennen, dass bei einer (Co/Pt)₄-Multilage die Strukturierungsmöglichkeiten mit den hier verwendeten SiO₂-Partikeln mit 20 nm Durchmesser optimal ausgenutzt werden, da die (Co/Pt)₄-Strukturen nach der Höhenverteilung praktisch nur aus den Co/Pt-Bilagen bestehen und nach den Sättigungswerten das gesamte Volumen der Strukturen magnetisch aktiv ist.

Die teilweise Zerstörung der (Co/Pt)₈-Multilage zeigt sich auch in den magnetischen Eigenschaften der Nanostrukturen (Abb. 4.26), die hier anhand der leichten Magnetisierungsrichtung untersucht werden. Bei (Co/Pt)₈-Multiagen kann mit dem experimentellen Aufbau kein longitudinales Signal nachgewiesen werden, das heißt die Magnetisierung in der schweren Richtung kann nicht untersucht werden und eine Bestimmung der Anisotropie ist nicht möglich. Das Koerzitivfeld der Strukturen aus (Co/Pt)₈-Multilagen ist deutlich geringer als für die (Co/Pt)₂- und (Co/Pt)₄-Multilagen. Dies kann sowohl auf eine reduzierte Anisotropie, als auch auf ein geringeres magnetisches Volumen zurückzuführen sein. Die Höhenmodulation und die Kerr-Rotation zeigen ein reduziertes magnetisches Volumen auf etwa eine Co/Pt-Bilage für jedes Partikel. Bei einer Co/Pt-Bilage und konstanter Anisotropie wäre ein superparamagnetisches Verhalten der Punkte, mit $KV/k_B T = 25$, zu erwarten, wenn die Anisotropie der (Co/Pt)₂-Multilagen verwendet wird. Aufgrund der gemessenen Magnetisierungskurve müssen die Partikel zum Teil aus zwei Co/Pt-Bilagen bestehen, mit einer, im Vergleich zu Strukturen aus (Co/Pt)₂-Multilagen, durch Strahlenschäden reduzierten Anisotropie.

In der schweren Richtung kann die Magnetisierung der (Co/Pt)₂ und (Co/Pt)₄-Strukturen jeweils nicht gesättigt werden. Die Anisotropie beträgt also mindestens 0,35 MJ/m³. Eine Skalierung der Sättigungswerte mit gleichen Faktoren wie in der leichten Richtung hat sich bei (Co/Pt)₂-Strukturen als ungeeignet erwiesen (siehe oben). Deshalb wird nur die untere Grenze der Anisotropie aus der schweren Richtung verwendet. Die Hysteresen der Nanostrukturen aus (Co/Pt)₂- und (Co/Pt)₄-Multilagen zeigen ein fast identisches Verhalten (Abb. 4.26). Bei einer Zunahme des magnetischen Volumen wäre anzunehmen, dass ein höheres Koerzitivfeld beobachtet wird. Zum Verständnis dieser ähnlichen Koerzitivfelder wird der gesamte Bereich des Schaltens der Nanostrukturen genauer untersucht. Das Schalten der (Co/Pt)₂- und (Co/Pt)₄-Nanostrukturen erfolgt über einen relativ breiten Feldbereich zwischen $\mu_0 H = 0$ und 300 mT (Abb. 4.27). Mögliche Ursachen für eine breite Verteilung des Schaltfeldes sind lokale Fluktuationen der Anisotropie, wie von Thomson, Hu und Terris [82] für 50-500 nm große Strukturen aus Co/Pd-Multilagen vorgeschlagen, und eine Verteilung des Schaltfeldes durch die Größenverteilung der Nanopartikel (Abb. 4.21a). Zur Untersuchung der Ursachen dieses breiten Schaltverhaltens wurde die Schaltfeldverteilung für die

(Co/Pt)₂- und (Co/Pt)₄-Multilagen untersucht (Abb. 4.27). Die Schaltfeldverteilung wird durch die Ableitung der Hysterese nach dem Feld bestimmt. Der

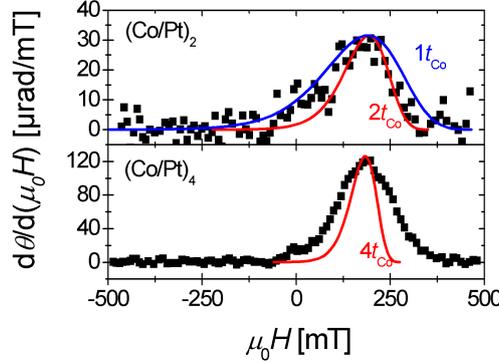


Abbildung 4.27.: Vergleich der gemessenen Schaltfeldverteilung der (Co/Pt)₂- (oben) und (Co/Pt)₄-Nanostrukturen (unten) in Abbildung 4.23 mit einer nach Ref. [85] berechneten Schaltfeldverteilung aus der Größenverteilung der Nanostrukturen (Abb. 4.20). In rot ist jeweils die berechnete Verteilung für die summierte Kobaltdicke aller Lagen gezeigt. Für (Co/Pt)₂-Strukturen ist in blau die berechnete Verteilung einer einzelnen Kobaltlage gezeigt.

Schaltfeldverlauf der (Co/Pt)₂- und (Co/Pt)₄-Nanostrukturen ist sehr ähnlich (Abb. 4.27), wobei für (Co/Pt)₄-Strukturen ein geringfügig schärferer Verlauf beobachtet wird. Die mittleren Schaltfelder sind mit jeweils $\mu_0 H = 190 \pm 20$ mT identisch und entsprechen den Koerzitivfeldern der Magnetisierungskurven (Abb. 4.26). Die gleichen Koerzitivfelder können sowohl auf eine geringere Anisotropie der (Co/Pt)₄-Nanostrukturen als auch auf ein gleiches magnetisches Volumen durch unabhängige Kobaltlagen zurückzuführen sein (Abschnitt 2.1.2). Die Einflüsse dieser Größen auf die Schaltfeldverteilung werden durch einen Vergleich mit berechneten Verteilungen untersucht (Gl. 2.10). Die Schaltfeldverteilung der (Co/Pt)₂-Strukturen wurde unter der Annahme berechnet, dass das gesamte Volumen des Kobalts und nur die Hälfte des Volumens in den magnetischen Nanostrukturen zur Anisotropieenergie KV beiträgt. Dazu wurde der Sharrock-Formalismus (Abschnitt 2.1.2) zur Berechnung der Schaltfelder aus der Anisotropie, dem Volumen der Partikel und der Temperatur benutzt [85]. Die Anisotropie wird als freier Parameter variiert und die Größenverteilung der Nanostrukturen (Abb. 4.21a) wird zur Bestimmung der Schaltfeldverteilung eingesetzt.

Die berechnete Schaltfeldverteilung der (Co/Pt)₂-Nanostrukturen trifft den Verlauf der gemessenen Verteilung sehr gut (Abb. 4.27). Die Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Schaltfeldverteilung zeigt, dass die Annahmen berechtigt sind, die zur Berechnung der Schaltfeldverteilung gemacht wurden. Dabei wurde eine Anisotropie von $0,49$ MJ/m³ verwendet, die etwa genauso groß wie die Anisotropie des entsprechenden Films von $0,52$ MJ/m³ ist, die aus der schweren Magnetisierungsrichtung bestimmt wurde (Abb. 4.23b). Das heißt, die

Anisotropie des Films bleibt während der Strukturierung erhalten. Zum Vergleich wurde versucht, die Schaltfeldverteilung mit der Dicke einer einzelnen Kobaltlage zu berechnen (Abb. 4.27). Dadurch wird eine breitere Verteilung erzeugt als gemessen wurde, für die eine unrealistisch hohe Anisotropie von 0,76 MJ/m³ nötig ist, um das Koerzitivfeld zu reproduzieren. Die (Co/Pt)₂-Multilage verhält sich wie eine magnetische Einheit mit einer Gesamtdicke, die der Summe der einzelnen Kobaltlagen entspricht. Eine zusätzliche Verteilung der Anisotropie in dem Film, die zu einer Verbreiterung der Schaltfeldverteilung führt, würde die Übereinstimmung mit dem gemessenen Schaltverhalten verschlechtern. Im Gegensatz zu Arbeiten, bei denen eine Verteilung der Anisotropie zu einer Schaltfeldverteilung mit einer Breite im Bereich des Koerzitivfeldes führt [82], entspricht der Durchmesser der Strukturen in dieser Arbeit weniger als zwei Kristalliten des Films (Abschnitt 3.4.1). Durch diese kleineren Strukturen wird nur eine Verteilung der Anisotropie durch unterschiedliche Kristallite in den Strukturen vernachlässigbar. Unterschiede in der Koordination der Kobaltatome und eine Verteilung verspannungsinduzierter Anisotropie durch lokal unterschiedliches Wachstum der Kobaltlagen, wie in Ref. [82] als mögliche Ursachen für eine Verteilung der Anisotropie vorgeschlagen, sollten hier ebenfalls beobachtet werden. Da keine zusätzliche Verbreiterung der Schaltfeldverteilung beobachtet wird, können diese Einflüsse auf die Anisotropie ausgeschlossen werden. Diese Eigenschaften der Anisotropie decken sich mit der Diskussion der Ursachen der Anisotropie der Multilagen (Abschnitt 3.4.2), die hauptsächlich Unterschiede der Kristallstruktur der Filme und Eigenschaften der Grenzflächen als Ursachen der Änderungen der Anisotropie durch die verschiedenen Herstellungsmethoden zeigt.

Die gemessene Schaltfeldverteilung der (Co/Pt)₄-Nanostrukturen ist breiter als die berechnete Schaltfeldverteilung mit einer Kobaltdicke, die vier Co/Pt-Bilagen entspricht (Abb. 4.27). Die Anisotropie wurde dabei anhand des Maximums der Verteilung zu 0,34 MJ/m³ bestimmt, was 31% unterhalb des Wertes der (Co/Pt)₂-Strukturen liegt. Die Anisotropie ist etwas kleiner als die Untergrenze der Anisotropie, die aus der schweren Magnetisierungsrichtung bestimmt wurde. Das heißt, dieser Wert der Anisotropie ist möglich. Die deutliche Änderung der Anisotropie und die breitere Schaltfeldverteilung könnte dadurch erklärt werden, dass bei einigen Nanostrukturen erste Strahlenschäden und damit eine Änderung der Anisotropie für einzelne Strukturen beobachtet wird. Allerdings würde die Schaltfeldverteilung, die für (Co/Pt)₂-Strukturen berechnet wurde, besser mit der gemessenen Verteilung übereinstimmen, als die Berechnung mit vier Kobaltlagen, die eine magnetische Einheit bilden. Dabei wäre die Anisotropie der Strukturen etwa genauso groß wie die Anisotropie der zugrundeliegenden (Co/Pt)₄-Multilage. Der Grund für ein Schaltverhalten mit der Kobaltdicke von zwei Co/Pt-Bilagen könnte eine rein paarweise Austauschkopplung der Kobaltlagen über die Zwischenlage (*interlayer exchange*) sein. Diese Eigenschaft der Zwischenlagen-Austauschkopplung wurde bisher nicht diskutiert und sollte an weiteren Proben mit geänderter Lagenstruktur, zum Beispiel (Co/Pt)₃-Multilagen mit gleicher Lagenfolge, oder durch Messungen mit geänderter Temperatur überprüft werden.

Zusammenfassend können durch die in diesem Abschnitt diskutierten SiO_2 -Nanopartikeln als Masken magnetische Nanostrukturen mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung und einem Durchmesser von etwa 20 nm bei einem mittleren Abstand von 70 nm hergestellt werden. Die maximal erreichbare Höhe dieser Nanostrukturen wird durch $(\text{Co}_{0,7\text{ nm}}/\text{Pt}_{2,0\text{ nm}})_4$ -Multilagen erreicht, was einem Verhältnis Höhe zu Durchmesser von 1:2 entspricht.

4.3.3. Magnetische Punktgitter mit 30 nm mittlerem Abstand

Die Herstellung von magnetischen Nanostrukturen erlaubt die Untersuchung größenabhängiger Eigenschaften der Strukturen. Im vorhergehenden Abschnitt wurde das Volumen der Nanostrukturen durch die Höhe der magnetischen Partikel variiert. In diesem Abschnitt wird auf den Einfluss der lateralen Ausdehnung der Partikel auf die magnetischen Eigenschaften eingegangen. Dazu werden Micellen mit einem Außendurchmesser von etwa 30 nm und einem SiO_2 -Kern mit etwa 13 nm Durchmesser [E1] benutzt (Abb. 4.28a).

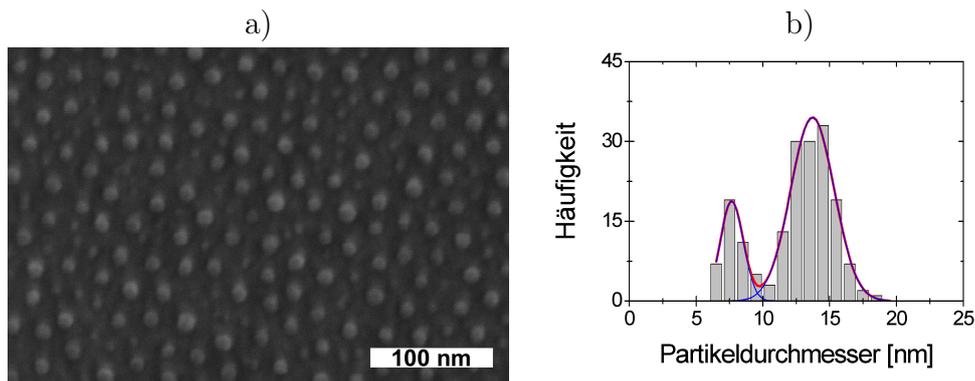


Abbildung 4.28.: SEM-Aufnahme und -Auswertung von SiO_2 -Micellenkernen mit einem Durchmesser von 13 nm und mittleren Abstand von 30 nm auf einem Co/Pt-Multilagenfilm. a) SEM-Aufnahme und b) Größenverteilung von SiO_2 -Micellenkernen auf einem Co/Pt Multilagenfilm (Balken) und Anpassung durch eine doppelte Normalverteilung (Linie).

Die Polymerhülle der Micellen wird, unter gleichen Bedingungen wie bei den zuvor diskutierten SiO_2 -Partikeln, in einem Sauerstoffplasma vollständig entfernt und die Kerne bleiben gut getrennt auf der Oberfläche der Co/Pt-Multilage zurück (Abb. 4.28a). Neben Kernen mit einem Durchmesser von etwa 13 nm sind auch kleinere Partikel in der SEM-Aufnahme (Abb. 4.28a) zu erkennen. Die kleineren Partikel haben eine deutlich geringere Flächenfüllung als die größeren und werden beim senkrechten Ionenätzen entfernt (Abb. 4.30a), so dass sie die integralen Messungen der Magnetisierung nicht beeinflussen. Die Flächenfüllung der SiO_2 Partikel wird, wie weiter oben (Abschnitt 4.3.1) beschrieben, aus SEM-Aufnahmen zu 21% bestimmt und ist damit knapp 50% höher als bei den SiO_2 -Partikeln

mit 20 nm Durchmesser. Die Verteilung des Durchmessers der Kerne wird, wie weiter oben (Abschnitt 4.3.1) beschrieben, aus der SEM-Aufnahme (Abb. 4.28) bestimmt. Die Verteilung des Durchmesser wurde mit der Summe aus zwei Normalverteilungen angepasst (Abb. 4.28b). Der mittlere Durchmesser der Partikel ist in der Anpassung 13,7 nm mit einer Breite der Verteilung von 3,3 nm. Der Durchmesser beträgt also etwa 67% des Durchmessers der zuvor untersuchten SiO₂-Partikel. Die zusätzlich auftretenden kleineren Kerne haben einen mittleren Durchmesser von 7,7 nm bei einer Breite der Verteilung von 1,7 nm.

Die Höhe der SiO₂-Partikel kann hier nicht aus der Auswertung der AFM-Aufnahmen, die weiter oben (Abschnitt 4.3.1) beschrieben wurde, bestimmt werden, da die Nanopartikel mit Zwischenräumen von etwa 17 nm Breite zu nahe zusammen liegen, um mit einer AFM-Spitze mit einem Durchmesser von etwa 20 nm das Substrat zwischen den Kernen zu erreichen. Zur Abschätzung der Höhe wird das Histogramm der AFM-Aufnahme verwendet (Abb. 4.29). Die Höhen in

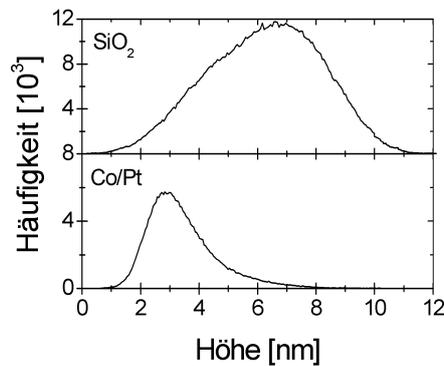


Abbildung 4.29.: AFM-Histogramme von SiO₂-Micellenkernen und Co/Pt-Partikeln mit einem Durchmesser von 13 nm und mittleren Abstand von 30 nm.

einer AFM-Aufnahme der SiO₂-Partikel variieren um etwa 10 nm. Dieser Wert ist ähnlich zum Durchmesser der Partikel, kann jedoch nur als untere Grenze für die Höhenmodulation durch die SiO₂-Kerne gewertet werden. Eine AFM-Spitze mit 20 nm Durchmesser dringt zwischen zwei Kugeln mit einem Durchmesser von 14 nm und einem Zwischenraum von 17 nm nur etwa 9 nm tief ein. Die gemessene Höhenmodulation stimmt mit diesem berechneten Wert gut überein, so dass von kugelförmigen SiO₂-Partikeln mit einem Durchmesser von 14 nm ausgegangen werden kann.

Die magnetischen Nanostrukturen werden aus (Co_{0,7nm}/Pt_{2nm})₂-Multilagen hergestellt. Die Struktur der SiO₂-Partikel wird durch Ionenätzen unter senkrechtem Einfall auf den Film übertragen (Abb. 4.15), wie in einer SEM-Aufnahme nach Ionenätzen zu erkennen ist (Abb. 4.30a). Die Ionendosis wurde genauso wie bei den zuvor diskutierten (Co/Pt)₂-Strukturen mit 20 nm Durchmesser gewählt. Die kleineren Partikel, die vor dem Ionenätzen beobachtet wurden (Abb. 4.28a), sind durch das Ionenätzen fast vollständig entfernt (Abb. 4.30a). Die Flächenfüllung

der Partikel beträgt 19% und ist damit im Vergleich zu den SiO_2 -Partikeln nur leicht zurückgegangen. Die mittleren Abstände der Partikel sind nach dem Ionen-

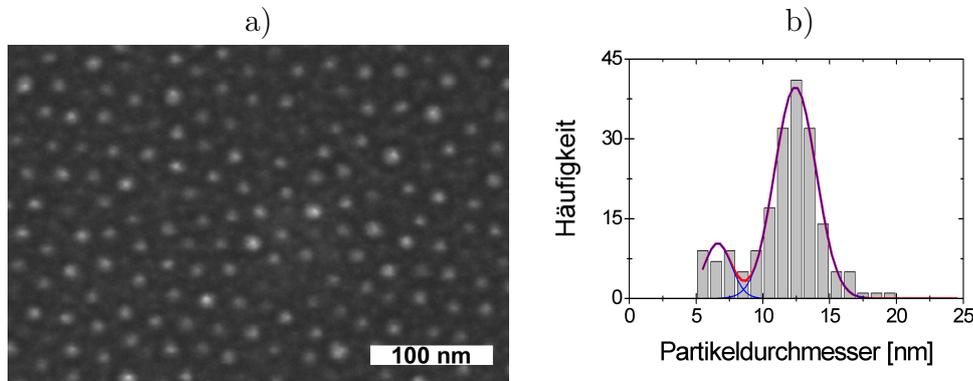


Abbildung 4.30.: SEM-Aufnahme und -Auswertung von Co/Pt-Nanostrukturen nachdem die SiO_2 -Maske (Abb. 4.28) durch Ionenätzen in den darunterliegenden Film übertragen wurde. a) SEM-Aufnahme und b) Größenverteilung von Co/Pt-Nanostrukturen [Balken] und Anpassung durch eine doppelte Normalverteilung (Linie).

ätzen unverändert, wie auch durch GISAXS-Messungen bestätigt wird. Der mittlere Durchmesser der Co/Pt-Partikel wird aus der Verteilung der Partikeldurchmesser zu 12,4 nm, mit einer Breite der Verteilung von 3,1 nm, bestimmt (Abb. 4.30b). Der mittlere Durchmesser nimmt durch präferentielles Ionenätzen an den Rändern [192] um etwa 1 nm ab. Bei SiO_2 -Partikeln mit 20 nm Durchmesser wurde bei gleicher Ionendosis eine ähnliche Abnahme des Partikeldurchmessers beobachtet. Die Breite der Verteilung nimmt durch das Ionenätzen für beide Größen der SiO_2 -Partikel leicht ab. Die Abnahme des Durchmessers zeigt, dass die Prozesse bei der Strukturierung durch Ionenätzen gleich sind. Die Höhe der Co/Pt-Strukturen nach Ionenätzen kann aus dem Histogramm von AFM-Aufnahmen abgeschätzt werden (Abb. 4.29). Die Co/Pt-Strukturen haben nach der Breite des Histogramms eine Höhe von etwa 6-7 nm. Das heißt, die Höhe der Strukturen ist etwa genauso groß wie die Dicke der $(\text{Co/Pt})_2$ -Multilagen von 6,4 nm. Deshalb sind Multilagen mit zwei Co/Pt-Bilagen das Maximum der möglichen Strukturhöhe mit diesen Micellenkernen. Die Höhe der Partikel ist um etwa 6 bis 7 nm zurückgegangen, etwas mehr als bei den SiO_2 -Partikeln mit 20 nm Durchmesser, deren Höhe um etwa 5 nm zurückgeht.

Die Flächenfüllung spiegelt sich in der Änderung der magnetooptischen Signale durch das Ionenätzen wieder (Abb. 4.31). Die polare Kerr-Rotation ist nach dem Ionenätzen auf 12% des Wertes des Films zurückgegangen (Abb. 4.31a). Die Höhe der Strukturen zeigt, dass beide Lagen des Films in den Strukturen vorhanden sind. Die Flächenfüllung, die sich aus der Kerr-Rotation ergibt, kann deshalb auf einen reduzierten magnetisch aktiven Durchmesser im Vergleich zum Durchmesser, der aus SEM-Aufnahmen bestimmt wurde, zurückgeführt werden. Aus dem Verhältnis der relativen Kerr-Rotation zur Flächenfüllung der Co/Pt-

Nanopartikel aus SEM-Aufnahmen kann der magnetisch aktive Durchmesser der Nanostrukturen zu 9,5 nm abgeschätzt werden. Allerdings muss auch hier berücksichtigt werden, dass die Kerr-Signale von einer Plasmonenresonanz der Strukturen beeinflusst werden können.

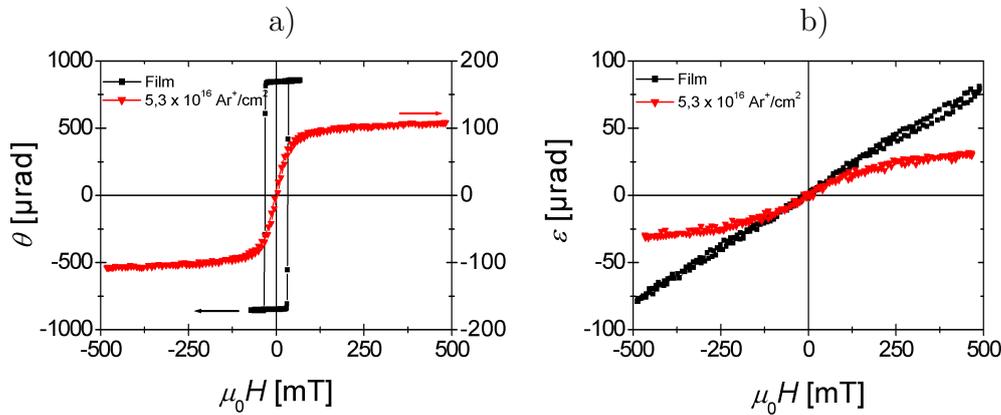


Abbildung 4.31.: Ummagnetisierungskurven der Co/Pt-Nanostrukturen bei unterschiedlicher Ionendosis. Messungen in einem a) senkrechten Feld (polare Kerr-Rotation). Die Hysterese Co/Pt-Strukturen ist um einen Faktor 5 vergrößert dargestellt (Achse rechts). b) Messungen in einem Feld in der Probenebene (longitudinale Kerr-Elliptizität).

In beiden Ummagnetisierungskurven ist eine reversible Magnetisierung, das heißt, eine Ummagnetisierung ohne Hysterese, zu erkennen (Abb. 4.31). Die Probenebene ist nach dem Ionenätzen die schwere Magnetisierungsrichtung geblieben, da die Magnetisierung in dieser Richtung später gesättigt wird. In der schweren Richtung ist, unter Berücksichtigung der reduzierten Kerr-Signale, eine größere Steigung der Magnetisierung bei kleinen Feldern bis etwa 100 mT als bei dem entsprechenden Film zu erkennen (Abb. 4.31b). Die Magnetisierung ist jedoch auch bei den höchsten Feldern von etwa 500 mT noch nicht gesättigt und dreht mit einer geringeren Steigung als bei kleinen Feldern in die schwere Magnetisierungsrichtung. Der Übergang zwischen hoher und niedriger Steigung ist fließend und lässt sich mit einer Krümmung der Magnetisierungskurve beschreiben. Unterschiedliche Steigungen der Magnetisierungskurve in der schweren Richtung sind ein Indiz für unterschiedliche magnetische Systeme auf der Oberfläche. Hier können durch die Größenverteilung der SiO₂-Masken unterschiedlich stark vom Ionenätzen beeinflusste Strukturen entstehen, die verschiedene Anisotropien haben und damit eine gekrümmte Magnetisierungskurve in der schweren Richtung verursachen. Dementsprechend wurden bei zwei Bereichen mit unterschiedlicher Anisotropie zwei Steigungen der Magnetisierungskurve in der schweren Magnetisierungsrichtung gefunden (Abb. 4.23).

Bereits mit der Anisotropie des Films ist das Verhältnis von Anisotropieenergie KV zu thermischer Energie $k_B T$ bei Raumtemperatur und unter Verwendung des

mittleren Durchmesser der Strukturen aus SEM-Aufnahmen nur etwa 22. Das heißt, die Strukturen sind superparamagnetisch, da maximal die Anisotropie des Films zu erwarten ist. Die reversible Ummagnetisierung in einem senkrechten Feld ist demnach durch ein superparamagnetisches Verhalten der Nanostrukturen zu erklären. Die Ummagnetisierungskurven der Co/Pt-Strukturen in einem senkrechten Feld und einem Feld in der Probenebene zeigen einen anisotropen Superparamagnetismus mit senkrechter leichter Richtung. Für eine Temperatur von etwa 230 K oder einer Messung mit einer Frequenz der Ummagnetisierung von etwa 10 Hz ist ein Übergang zu ferromagnetischem Verhalten zu erwarten, das heißt, die Strukturen wären zum Beispiel für Tieftemperatur-Anwendungen bei der Temperatur von flüssigem Helium ferromagnetisch mit einer senkrechten leichten Magnetisierungsrichtung.

Die Strukturen mit einer Höhe von 6-7 nm und einem Durchmesser von 12,4 nm können durch Kreisscheiben mit einem Verhältnis der Höhe zum Durchmesser von 1:2 beschrieben werden. Dadurch ergibt sich eine auf knapp 30% reduzierte Formanisotropie von Kobalt [195] von etwa $0,4 \text{ MJ/m}^3$. Aufgrund der reduzierten Formanisotropie könnte die Volumenanisotropie von Filmen ausreichen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden, um eine senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung der Strukturen zu erzeugen. Das magnetische Streufeld solcher Strukturen wäre deutlich höher als für Multilagen, da sie vollständig aus Kobalt bestehen. Allerdings kann abgeschätzt werden, dass die Anisotropieenergie bei einem Durchmesser der Strukturen von 13 nm nur etwa fünfmal so groß wie die thermische Energie bei Raumtemperatur ist. Das heißt, die Strukturen wären superparamagnetisch. Allerdings wären sie aufgrund der hohen Streufeldmodulation für Tieftemperatur-Anwendungen gut geeignet.

Zusammenfassend wurde mit den in diesem Abschnitt diskutierten SiO_2 -Partikeln als Maske das superparamagnetische Limit für Punktgitter aus den hier verwendeten Co/Pt-Multilagen erreicht. Die senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung der Co/Pt-Multilagen bleibt dabei erhalten. Ein ferromagnetisches Verhalten kann für Tieftemperaturmessungen und höhere Frequenzen des Umschaltens erwartet werden.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Co/Pt-Multilagenfilme

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Co/Pt-Multilagenfilme mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung hergestellt. Die strukturellen Eigenschaften der Filme wurden untersucht und in Bezug zu den magnetischen Eigenschaften gesetzt. Beim ECR-Ionenstrahlzerstäuben wachsen die Filme mit starker $\langle 111 \rangle$ -Textur von Platin und $\langle 0001 \rangle$ -Textur von Kobalt, was sich in der großen Volumenanisotropie der Filme von $0,43 \text{ MJ/m}^3$ widerspiegelt. Aufgrund der starken Durchmischung der Grenzflächen, die mittels Strukturuntersuchungen nachgewiesen wurde, ist die Grenzflächenanisotropie mit $0,29 \text{ mJ/m}^2$ die Geringste der diskutierten Filme. Bei Co/Pt-Filmen, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurden, ist die Grenzflächenanisotropie größer und die Volumenanisotropie kleiner, was jeweils auf schärfere Grenzflächen und teilweises fcc-Wachstum mit zunehmender Kobaltdicke zurückgeführt wird. Bei Filmen, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben auf einer ECR-Wachstumslage hergestellt wurden, wird die höchste Grenzflächenanisotropie ($0,55 \text{ mJ/m}^2$) gefunden, während sich die effektive Volumenanisotropie durch die ECR-Wachstumslage nicht ändert. Die höhere Grenzflächenanisotropie ist auf eine stärkere $\langle 111 \rangle$ -Textur und geringere Rauigkeit der Pt-Wachstumslage zurückzuführen.

Die Reorientierung der leichten Magnetisierungsrichtung von senkrecht nach in der Ebene erfolgt für alle Herstellungsmethoden über eine gekippte leichte Magnetisierung, wie jeweils an der Anisotropie zweiter Ordnung zu erkennen ist. Die Breite des Bereichs mit gekippter Magnetisierung hängt stark von der Herstellungsmethode ab und ist für Filme, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben auf einer ECR-Wachstumslage gewachsen werden am breitesten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals die Domänenstruktur einer gekippten leichten Magnetisierungsrichtung untersucht und mit dem lange bekannten Domänenzerfall von Co/Pt-Multilagen in Verbindung gebracht (Abschnitt 3.1.3). Dieser Zusammenhang ist nicht zwingend, wie in Abschnitt 3.3.2 diskutiert wurde.

Die Domänenstruktur der gekippten Magnetisierung von Co/Pt-Multilagen kann durch Körner im Film stabilisiert sein. Um den Einfluss der Körnigkeit auf die gekippte Domänenstruktur zu untersuchen ist ein Vergleich mit einkristallinen Systemen mit gekippter leichter Magnetisierungsrichtung sinnvoll, am naheliegendsten wären dabei Kobaltfilme auf Pt(111), bei denen bereits mittels MOKE-Untersuchungen eine gekippte Magnetisierungsrichtung nachgewiesen wurde [70].

Ein Parameter, der für die Anisotropie von Co/Pt-Multilagen entscheidend sein

kann ist die Temperatur, wie etwa von Stamps et al. [65] gezeigt werden konnte. Da die Filme und Nanostrukturen, die in dieser Arbeit vorgestellt wurden, auch für Tieftemperatur-Messungen genutzt werden sollen, ist eine Untersuchung der temperaturabhängigen magnetischen Eigenschaften sinnvoll.

Zusammenfassend wurden die Eigenschaften von Co/Pt-Multilagenfilmen bei Raumtemperatur in dieser Arbeit systematisch untersucht. Insbesondere wurde der Zusammenhang zwischen Herstellungsmethoden und magnetischen Eigenschaften diskutiert. In zukünftigen Arbeiten können Co/Pt-Multilagen mit senkrechter leichter Richtung routinemäßig hergestellt werden, wobei die magnetischen und magnetooptischen Eigenschaften hauptsächlich zur Kontrolle der Filmzusammensetzung benötigt werden.

Magnetische Nanostrukturen

In dieser Arbeit wurden neuartige Methoden zur Herstellung magnetischer Nanostrukturen mittels Masken aus Blockcopolymer-Micellen eingeführt und erfolgreich magnetische Lochgitter und Punktgitter hergestellt. Durch die Deposition von Co/Pt-Filmen auf Micellen und Ionenätzen unter streifendem Einfall wurden magnetische Lochgitter mit leichter Magnetisierungsrichtung senkrecht zur und in der Probenebene hergestellt. Die Änderungen in den Ummagnetisierungskurven der Lochgitter und Filme auf Micellen mit leichter Richtung in der Ebene konnten durch Untersuchungen der magnetischen Mikrostruktur erklärt werden. Für Lochgitter mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung wird in einem senkrechten Feld eine gescherte Hysterese beobachtet. Dieses Schaltverhalten wird mit einem Domänenzerfall der Magnetisierung und einer geringeren Domänenwandbeweglichkeit erklärt. Als alternativer Ansatz wurden Lochgitter durch Ionenätzen unter senkrechtem Einfall hergestellt. Dabei wurde eine Reorientierung der leichten Magnetisierungsrichtung durch den Ionenbeschuss mit einer Ionenenergie von 2 keV beobachtet. Zur Herstellung magnetischer Punktgitter wurden Filme mit einer senkrechten leichten Magnetisierungsrichtung verwendet. Es konnte gezeigt werden, dass Punktgitter in einer weichmagnetischen Matrix die Ursache für ein zweistufiges Schalten bei Strukturen ist, bei denen nur eine von zwei Co/Pt-Bilagen abgetragen wurde. Die magnetischen Punktgitter bestehen aus eindomänen Strukturen, die eine ähnliche Anisotropie wie die zugrunde liegenden Filme haben. Durch eine Variation der Lagenzahl der Co/Pt-Multilagen konnte gezeigt werden, dass die Filmdicke, die mit den in Abschnitt 4.3.2 verwendeten Micellenkernen strukturiert werden kann, etwa die Hälfte des Durchmessers der SiO₂-Kerne beträgt.

Die gefundene Schaltfeldverteilung der (Co/Pt)₂-Punktgitter konnte mit einer konstanten Anisotropie und der Größenverteilung der Nanostrukturen beschrieben werden. Allerdings wurde bei der Analyse der Schaltfeldverteilung von Strukturen aus (Co/Pt)₄-Multilagen eine ähnliche Verteilung wie bei Strukturen aus (Co/Pt)₂-Multilagen beobachtet. Dieses gleichartige Schaltverhalten kann nicht

mit der gleichen Anisotropie und doppeltem Volumen erklärt werden.

Als mögliche Erklärungen wurden dabei eine Anisotropieverteilung der $(\text{Co/Pt})_4$ -Strukturen durch Strahlenschäden oder eine rein paarweise Zwischenlagen-Kopplung in den Multilagen vorgeschlagen. Zur Unterscheidung dieser Ursachen kann die Temperatur- oder Frequenzabhängigkeit des Schaltverhaltens dienen, da sie eine Trennung der Einflüsse von magnetischem Volumen und Anisotropie erlaubt. Zusätzlich kann eine Variation der Filmzusammensetzung oder Lagenzahl Aufschluss über die Ursachen des Schaltverhaltens der Punktgitter geben.

Bei magnetischen Punktgittern mit 12 nm Strukturdurchmesser wurde in dieser Arbeit das superparamagnetische Limit erreicht. Da die Kobaltdicke bereits am Maximalwert der Anisotropie multipliziert mit der Kobaltdicke gewählt wurde, kann keine weitere Erhöhung der Anisotropieenergie KV erreicht werden. Die Gesamtdicke der $(\text{Co/Pt})_2$ -Multilage ist herstellungsbedingt bereits am oberen Limit der Strukturhöhe, so dass eine Erhöhung der Anzahl der Co/Pt-Bilagen nicht möglich ist. Eine Verringerung der Dicke der Pt-Zwischenlagen bzw. ein höheres Verhältnis zwischen Kobalt- und Platindicke kann durch zusätzliches magnetisches Volumen in den Strukturen ein ferromagnetisches Verhalten bei Raumtemperatur unterstützen. Ein weiterer Ansatz für höhere Strukturen und damit mehr magnetisches Volumen ist die Verwendung von Micellenkernen, die gegen Ionenätzen eine höhere Widerstandsfähigkeit zeigen. Dazu sind Experimente mit V_2O_5 -Kernen sowie chemisch verstärkten Kernen in Arbeit.

Sowohl für die Feldmodulation in einem 2DEG als auch für eine potentielle Anwendung als Speichermedium ist eine Erhöhung der Ordnung der Micellen von großer Bedeutung. Es konnte bereits von Glass et al. [177] gezeigt werden, dass durch Vorstrukturierung der Substratopographie eine Verbesserung der langreichweitigen hexagonalen Ordnung von Blockcopolymer Micellen erreicht werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit wurden hauptsächlich die Möglichkeiten der Herstellung von Nanostrukturen mittels Blockcopolymer Micellen untersucht. Nachdem diese Möglichkeiten systematisch untersucht wurden, wird inzwischen, gemeinsam mit der Gruppe Wachstum am Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg, an Methoden zur mesoskopischen Vorstrukturierung gearbeitet, um die Ordnung der Nanostrukturen für potentielle Anwendungen zu verbessern.

Für die Feldmodulation in einem zweidimensionalen Elektronengas (2DEG) kommen alle vorgestellten Nanostrukturen mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung in Frage. Für maximale Feldmodulationen ist die Flächenfüllung für ein Lochgitter etwa 60% und für ein Punktgitter etwa 40% [51]. Die in dieser Arbeit präsentierten Lochgitter haben eine Flächenfüllung um 50%, liegen also nahe an der Zielsetzung für eine hohe Feldmodulation. Die Punktgitter haben dagegen eine Flächenfüllung zwischen 15 und 20%, also nur etwa die Hälfte des angestrebten Wertes. Deshalb sind die Lochgitter für die Feldmodulation in einem 2DEG besser geeignet und werden für entsprechende Experimente verwendet.

Weitere interessante Fragestellungen ergeben sich aus den magnetischen und strukturellen Eigenschaften von Punkt- und Lochgittern nach senkrechten Io-

nenätzen: Die Reorientierung der leichten Magnetisierungsrichtung bei 2 keV Ionenenergie, die bei 500 eV nicht beobachtet wird, legt eine Untersuchung des Einflusses des Ionenbeschusses auf Co/Pt-Multilagen in diesem Energiebereich nahe, die wichtige Informationen zur Strukturierung von Multilagen mittels Ionenätzen liefern kann. Der Einfluss von Ionenbeschuss auf Co/Pt-Multilagen wurde bisher nur für Ionenenergien über 20 keV untersucht [187–189]. Um die Mechanismen, die zu abnehmenden Strukturhöhen bei Punktgittern mit zunehmender Ionen dosis führen, genauer zu verstehen, wurden bereits erste Untersuchungen zum Ionenätzen mit simultanen Messungen der Kleinwinkel-Röntgenstreuung unter streifendem Einfall (GISAXS) an der ESRF in Grenoble durchgeführt. Dabei wurde der Übergang von SiO₂-Partikeln zu Co/Pt-Strukturen und bei weiter steigender Dosis ein Verschwinden der Strukturen beobachtet. Weiterführende Untersuchungen zum Ionenätzen mit simultanen GISAXS-Messungen sind in Vorbereitung. Aufgrund des Schaltverhaltens der Punkt- und Lochgitter mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung sind orts aufgelöste Untersuchungen der senkrechten Magnetisierung der Nanostrukturen in einem Magnetfeld interessant. Dazu bietet sich Röntgen-Holographie [196] an, da ergänzend zu den hier präsentierten Ergebnissen bereits erste Messungen zur feldabhängigen Domänenstruktur von Co/Pt-Multilagen mit einer Auflösung besser als 50 nm an der ESRF (Grenoble) durchgeführt werden konnten.

Ein interessanter Aspekt von magnetischen Lochgittern ist, dass die strukturierten Gebiete durch ein Netz verbunden sind, das es erlaubt Strom durch die Strukturen zu leiten. Arbeiten zum Magnetowiderstand von Lochgittern mit Stegbreiten von etwa 100 nm haben bereits interessante Transporteigenschaften gezeigt [46]. Die Lochgitter, die in dieser Arbeit hergestellt wurden, haben Stegbreiten von 10–20 nm. Dadurch können in den Stegen sehr schmale Domänenwände erzeugt werden [197], so dass neuartige Magnetowiderstandseffekte, wie ein Domänenwandwiderstand, auftreten können.

Zusammenfassend können mit Hilfe der hier eingeführten Techniken magnetische Nanostrukturen am Limit des aktuellen Standes von Strukturierungstechniken hergestellt werden. Die magnetischen Eigenschaften der Strukturen wurden in dieser Arbeit ausführlich untersucht. Magnetische Lochgitter bieten die zusätzliche Möglichkeit den Magnetowiderstand zu untersuchen und sind gut für die Erzeugung hoher Feldmodulationen geeignet. Bei Punktgittern können durch die größenabhängige magnetischen Eigenschaften grundlegende Eigenschaften des Magnetismus von Nanostrukturen untersucht werden, wie die Zusammenhänge zwischen Schaltverhalten, Anisotropie und Strukturgrößen. Durch eine Variation des Durchmesser und mittlerem Abstand der Strukturen in den Punktgittern können zusätzlich Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Nanostrukturen untersucht werden. Dazu steht eine große Auswahl an SiO₂-gefüllten Micellen zur Verfügung, wie in Ref. [E1] gezeigt wurde.

Literaturverzeichnis

- [1] C. A. Ross, *Annu. Rev. Mater. Res.* **31**, 203 (2001).
- [2] R. Skomski, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, R841 (2003).
- [3] J. I. Martín, J. Nogués, K. Liu, J. L. Vicent, and I. K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **256**, 449 (2003).
- [4] B. D. Terris and T. Thomson, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, R199 (2005).
- [5] S. D. Bader, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1 (2006).
- [6] Z. Z. Bandić, E. A. Dobisz, T. W. Wu, and T. R. Albrecht, *Solid State Technology* **49**, S7 (2006).
- [7] R. P. Cowburn, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**, R1 (2000).
- [8] E. Vedmedenko, H. P. Oepen, and J. Kirschner, *J. Magn. Magn. Mater.* **256**, 237 (2003).
- [9] P. Gambardella, S. Rusponi, M. Veronese, S. S. Dhesi, C. Grazioli, A. Dallmeyer, I. Cabria, R. Zeller, P. H. Dederichs, K. Kern, et al., *Science* **300**, 1130 (2003).
- [10] R. Wiesendanger, M. Bode, A. Kubetzka, O. Pietzsch, M. Morgenstern, A. Wachowiak, and J. Wiebe, *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, 2115 (2004).
- [11] D. Weller and A. Moser, *IEEE Trans. Mag.* **33**, 4423 (1999).
- [12] J. F. Smyth, S. Schultz, D. Kern, H. Schmid, and D. Yee, *J. Appl. Phys.* **63**, 4237 (1988).
- [13] J. I. Martin, J. Nogués, I. K. Schuller, M. J. V. Bael, K. Temst, C. V. Haesendonck, V. V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 255 (1998).
- [14] T. Aign, P. Meyer, S. Lemerle, J. P. Jamet, J. Ferré, V. Mathet, C. Chappert, J. Gierak, C. Vieu, F. Rousseaux, et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5656 (1998).

-
- [15] C. T. Rettner, M. E. Best, and B. D. Terris, *IEEE Trans. Mag.* **37**, 1649 (2001).
- [16] V. Repain, J. P. Jamet, N. Vernier, M. Bauer, J. Ferré, C. Chappert, J. Gierak, and D. Mailly, *J. Appl. Phys.* **95**, 2614 (2004).
- [17] S. Y. Chou, P. R. Krauss, and P. J. Renstrom, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3114 (1995).
- [18] G. M. McClelland, M. W. Hart, C. T. Rettner, M. E. Best, K. R. Carter, and B. D. Terris, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1483 (2002).
- [19] H. I. Smith, *Physica Scripta* **T61**, 26 (1996).
- [20] N. Bardou, B. Bartenlian, F. Rousseaux, D. Decanini, F. Carcenac, C. Chappert, P. Veillet, P. Beauvillain, R. Mégy, Y. Suzuki, et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **148**, 293 (1995).
- [21] N. Bardou, B. Bartenlian, F. Rousseaux, D. Decanini, F. Carcenac, E. Cambril, M. F. Ravet, C. Chappert, P. Veillet, P. Beauvillain, et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **156**, 139 (1996).
- [22] H. W. Deckmann and J. H. Dunsmuir, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 377 (1982).
- [23] J. C. Hulteen and R. P. V. Duyne, *J. Vac. Sci. Technol. A* **13**, 1553 (1995).
- [24] M. Winzer, M. Kleiber, and R. Wiesendanger, *Appl. Phys. A* **63**, 617 (1996).
- [25] H. Masuda and M. Satoh, *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, L126 (1996).
- [26] A. P. Li, F. Müller, A. Birner, K. Nielsch, and U. Gösele, *J. Appl. Phys.* **84**, 6023 (1998).
- [27] S. W. Shin, S. G. Lee, C. N. Whang, J. H. Lee, I. H. Choi, T. G. Kim, and J. H. Song, *Nanotechnology* **16**, 1392 (2005).
- [28] H. Oshima, H. Kikuchi, H. Nakao, K. ichi Itoh, T. Kamimura, T. Morikawa, K. Matsumoto, T. Umada, H. Tamura, K. Nishio, et al., *Appl. Phys. Lett.* **91**, 022508 (2007).
- [29] P. Mansky, P. M. Chaikin, and E. L. Thomas, *J. Mat. Sci.* **30**, 1987 (1995).
- [30] M. Park, C. Harrison, P. M. Chaikin, R. A. Register, and D. H. Adamson, *Science* **276**, 1401 (1997).
- [31] J. Y. Cheng, C. A. Ross, V. Z. H. Chan, E. L. Thomas, R. G. H. Lammertink, and G. J. Vansco, *Adv. Mater.* **13**, 1174 (2001).
- [32] D. G. Choi, J. R. Jeong, K. Y. Kwon, H. T. Jung, S. C. Shin, and S. M. Yang, *Nanotechnology* **15**, 970 (2004).

-
- [33] S. Sun, C. B. Murray, D. Weller, L. Folks, and A. Moser, *Science* **287**, 1989 (2000).
- [34] Z. R. Dai, S. Sun, and Z. L. Wang, *Nano Lett.* **1**, 443 (2001).
- [35] G. Kästle, H. G. Boyen, F. Weigl, G. Lengl, T. Herzog, P. Ziemann, S. Riethmüller, O. Mayer, C. Hartmann, J. Spatz, et al., *Adv. Funct. Mater.* **13**, 853 (2003).
- [36] A. Ethirajan, U. Wiedwald, H. G. Boyen, B. Kern, L. Han, A. Klimmer, F. Weigl, G. Kästle, P. Ziemann, K. Fauth, et al., *Adv. Mater.* **19**, 406 (2007).
- [37] J. P. Spatz, S. Mössmer, C. Hartmann, M. Möller, T. Herzog, M. Krieger, H. G. Boyen, P. Ziemann, and B. Kabius, *Langmuir* **16**, 416 (2000).
- [38] H. Masuda, H. Yamada, M. Satoh, H. Asoh, M. Nakao, and T. Tamamura, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2770 (1997).
- [39] J. Y. Cheng, C. A. Ross, H. I. Smith, and E. L. Thomas, *Adv. Mater.* **18**, 2505 (2006).
- [40] M. Albrecht, G. Hu, I. Guhr, T. Ulbrich, J. Boneberg, P. Leiderer, and G. Schatz, *Nature Mater.* **4**, 203 (2005).
- [41] A. Kosiorek, W. Kandulski, H. Glaczynska, and M. Giersig, *SMALL* **1**, 439 (2005).
- [42] M. E. Kiziroglou, X. Li, D. C. Gonzalez, C. H. de Groot, A. A. Zhukov, P. A. J. de Groot, and P. N. Bartlett, *J. Appl. Phys.* **100**, 113720 (2006).
- [43] C. L. Haynes and R. P. V. Duyne, *J. Phys. Chem. B* **105**, 5599 (2001).
- [44] C. Harrison, J. A. Dagata, and D. H. Adams, *Developments in Block Copolymer Science and Technology. Edited by I. W. Hamley* (John Wiley & Sons Ltd., Chichester, 2004), chap. 9. Lithography with Self-assembled Block Copolymer Microdomains, ISBN 0470843357.
- [45] V. Abetz, ed., *Block Copolymers II*, vol. 190 of *Adv. Polym. Sc.* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2005), Advances in Polymer Science.
- [46] F. J. Castaño, K. Nielsch, C. A. Ross, J. W. A. Robinson, and R. Krishnan, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2872 (2004).
- [47] J. P. Spatz, T. Herzog, S. Mössmer, P. Ziemann, and M. Möller, *Adv. Mater.* **11**, 149 (1999).
- [48] J. A. Barnard, A. Butera, H. Fujiwara, V. R. Inturi, J. D. Jarratt, T. J. Klemmer, T. W. Scharr, and J. L. Weston, *J. Appl. Phys.* **81**, 5467 (1997).

-
- [49] D. R. Hofstadter, Phys. Rev. B **14**, 2239 (1976).
- [50] C. Albrecht, J. H. Smet, K. von Klitzing, D. Weiss, V. Umansky, and H. Schweizer, Phys. Rev. Lett. **86**, 147 (2001).
- [51] N. Mikuszeit, *Streuunginduzierte Ordnung und Anisotropie wechselwirkender Teilchen in zweidimensionalen periodischen und quasiperiodischen Anordnungen* (Dissertation, Universität Hamburg, 2004).
- [52] J. A. C. Bland and B. Heinrich, eds., *Ultrathin Magnetic Structures I* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1994).
- [53] S. Iwasaki and K. Ouchi, IEEE Trans. Mag. **14**, 849 (1978).
- [54] D. Treves, J. T. Jacobs, and E. Sawatzky, J. Appl. Phys. **46**, 2760 (1975).
- [55] P. F. Carcia, A. D. Meinhardt, and A. Suna, Appl. Phys. Lett. **47**, 178 (1985).
- [56] P. F. Carcia, J. Appl. Phys. **63**, 5066 (1988).
- [57] Hitachi Travelstar 5K160: <http://www.hitachigst.com>.
- [58] K. Asakawa, T. Hiraoka, H. Hieda, M. Sakurai, Y. Kamata, and K. Naito, J. Photopolym. Sci. Technol. **15**, 465 (2002).
- [59] F. J. A. den Broeder, W. Hoving, and P. J. H. Bloemen, J. Magn. Magn. Mater. **93**, 526 (1991).
- [60] M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, F. J. A. den Broeder, and J. J. de Vries, Rep. Prog. Phys. **59**, 1409 (1996).
- [61] W. B. Zeper, H. W. van Kesteren, B. A. J. Jacobs, J. H. M. Spruit, and P. F. Carcia, J. Appl. Phys. **70**, 2264 (1991).
- [62] D. Weller and W. Reim, Appl. Phys. A **49**, 599 (1989).
- [63] W. B. Zeper, F. J. A. M. Greidanus, and P. F. Carcia, IEEE Trans. Mag. **25**, 3764 (1989).
- [64] S. Hashimoto, Y. Ochiai, and K. Aso, J. Appl. Phys. **67**, 2136 (1990).
- [65] R. L. Stamps, L. Louail, M. Hehn, M. Gester, and K. Ounadjela, J. Appl. Phys. **81**, 4751 (1997).
- [66] M. Kisielewski, A. Maziewski, M. Tekielak, J. Ferré, S. Lemerle, V. Mathet, and C. Chappert, J. Magn. Magn. Mater. **260**, 231 (2003).
- [67] A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1998).

-
- [68] H. B. G. Casimir, J. Smit, U. Enz, J. F. Fast, H. P. J. Wijn, E. W. Gorter, A. J. W. Duyvesteyn, J. D. Fast, and J. de Jong, *J. Phys. Rad.* **20**, 360 (1959).
- [69] Y. T. Millev and J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **54**, 4137 (1996).
- [70] J. W. Lee, J. R. Jeong, S. C. Shin, J. Kim, and S. K. Kim, *Phys. Rev. B* **66**, 172409 (2002).
- [71] Y. T. Millev, H. P. Oepen, and J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **57**, 5837 (1998).
- [72] Y. T. Millev, H. P. Oepen, and J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **57**, 5848 (1998).
- [73] H. P. Oepen, Y. T. Millev, and J. Kirschner, *J. Appl. Phys.* **81**, 5044 (1997).
- [74] H. P. Oepen, M. Speckmann, Y. T. Millev, and J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **55**, 2752 (1997).
- [75] D. Jiles, *Introduction to magnetism and magnetic materials* (Chapman & Hall, London, 1998).
- [76] H. F. Ding, S. Pütter, H. P. Oepen, and J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **63**, 134425 (2001).
- [77] L. Néel, *J. Phys. Rad.* **15**, 225 (1954).
- [78] C. Chappert and P. Bruno, *J. Appl. Phys.* **64**, 5736 (1988).
- [79] U. Gradmann and J. Müller, *phys. stat. sol. (b)* **27**, 313 (1968).
- [80] A. O. Adeyeye, J. A. C. Bland, and C. Daboo, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 3164 (1997).
- [81] C. Kittel, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 541 (1949).
- [82] T. Thomson, G. Hu, and B. D. Terris, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 257204 (2006).
- [83] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **240**, 599 (1948).
- [84] W. F. Brown, *Phys. Rev.* **130**, 1677 (1963).
- [85] M. P. Sharrock, *J. Appl. Phys.* **76**, 6413 (1994).
- [86] M. Wellhöfer, M. Weißenborn, R. Anton, S. Pütter, and H. P. Oepen, *J. Magn. Mater.* **292**, 345 (2005).
- [87] R. Anton, T. Wiegner, W. Naumann, M. Liebmann, C. Klein, and C. Bradley, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 1177 (2000).

-
- [88] J. L. Vossen and W. Kerner, *Thin film processes* (Academic Press, London, 1978).
- [89] R. Behrisch and K. Wittmaack, ed., *Sputtering by Particle Bombardement III*, vol. 64 of *Topics in Applied Physics* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1991).
- [90] L. Holland, *Vacuum Deposition of Thin Films* (Chapman & Hall Ltd., 1956).
- [91] J. Kerr, *Phil. Mag.* **3**, 321 (1877).
- [92] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu, and S. D. Bader, *J. Magn. Magn. Mater.* **89**, 107 (1990).
- [93] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu, and S. D. Bader, *J. Appl. Phys.* **68**, 4203 (1990).
- [94] S. D. Bader, *J. Magn. Magn. Mater.* **100**, 440 (1991).
- [95] T. A. Moore and J. A. C. Bland, *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, R1369 (2004).
- [96] W. Voigt, *Magneto und Elektrooptik* (Teubner, Leipzig, 1908).
- [97] M. Born, ed., *Optik* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1972), 3rd ed.
- [98] R. Vollmer, *30. Ferienkurs des Institut für Festkörperforschung: Magnetische Schichtsysteme* (Forschungszentrum Jülich GmbH, 1999), chap. C7: Lineare und nichtlineare Magnetooptik an ultradünnen ferromagnetischen Schichten und Vielfachschichten.
- [99] R. M. A. Azzam and N. M. Bashara, *Ellipsometry and Polarized Light* (North-Holland, Amsterdam, 1977).
- [100] N. Mikuszeit, S. Pütter, R. Frömter, and H. P. Oepen, *J. Appl. Phys.* **97**, 103107 (2005).
- [101] C. Y. You and S. C. Shin, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 1315 (1996).
- [102] K. Koike and K. Hayakawa, *Jpn. J. Appl. Phys* **23**, L187 (1984).
- [103] T. Kohashi and K. Koike, *Jpn. J. Appl. Phys* **40**, L1264 (2001).
- [104] H. Hopster and H. P. Oepen, eds., *Magnetic Microscopy of Nanostructures* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2004).
- [105] R. Frömter, H. P. Oepen, and J. Kirschner, *APA* **76**, 869 (2003).
- [106] B. Cullity and S. Stock, *Elements of X-Ray Diffraction* (Prentice Hall, Upper Saddle River, 2001), 3rd ed.

- [107] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, vol. 13 (Oldenbourg Wissenschaftsverlag, München, 2002).
- [108] J. Als-Nielsen and D. McMorrow, *Elements of Modern X-Ray Physics* (John Wiley & Sons Ltd., Chichester, 2001).
- [109] S. K. Sinha, E. B. Sirota, S. Garoff, and H. B. Stanley, *Phys. Rev. B* **38**, 2297 (1988).
- [110] V. Holý and T. Baumbach, *Phys. Rev. B* **49**, 10668 (1994).
- [111] D. R. Lee, Y. J. Park, D. Kim, Y. H. Jeong, and K. B. Lee, *Phys. Rev. B* **57**, 8786 (1998).
- [112] D. Weller, R. F. C. Farrow, R. Marks, G. R. Harp, H. Notarys, and G. Gorman, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **313**, 791 (1993).
- [113] A. Barbier, B. Carriere, and J. P. Deville, *Surf. Sci.* **344**, 33 (1995).
- [114] C. H. Lee, R. F. C. Farrow, C. J. Lin, E. E. Marinero, and C. Chien, *Phys. Rev. B* **42**, 11384 (1990).
- [115] Z. Zhang, P. E. Wigen, and S. S. P. Parkin, *J. Appl. Phys.* **69**, 5649 (1991).
- [116] S. J. Greaves, A. K. Petford-Long, Y.-H. Kim, R. J. Pollard, P. J. Grundy, and J. P. Jakubovics, *J. Magn. Magn. Mater.* **113**, 63 (1992).
- [117] C. Y. You, J. Hur, and S. C. Shin, *J. Appl. Phys.* **73**, 5951 (1993).
- [118] M. B. Stearns, *Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Group III Condensed Matter, Vol. 19, Magnetic Properties of Metals, Subvol. a) 3d, 4d, and 5d Elements, Alloys and Compounds* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1986), chap. 1.1.2 Fe, Co, Ni.
- [119] J. R. Barnes, S. J. O'Shea, M. E. Welland, J. Y. Kim, J. E. Evetts, and R. E. Somekh, *J. Appl. Phys.* **76**, 2974 (1994).
- [120] A. W. Rushforth, P. C. Main, B. L. Gallagher, C. H. Marrows, B. J. Hickey, E. Dahlberg, and P. Eames, *J. Appl. Phys.* **89**, 7534 (2001).
- [121] M. S. Pierce, R. G. Moore, L. B. Sorensen, S. D. Kevan, O. Hellwig, E. E. Fullerton, and J. B. Kortright, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 175502 (2003).
- [122] O. Hellwig, G. P. Denbeaux, J. B. Kortright, and E. E. Fullerton, *Physica B* **336**, 136 (2003).
- [123] J. E. Davies, O. Hellwig, E. E. Fullerton, G. Denbeaux, J. B. Kortright, and K. Liu, *Phys. Rev. B* **70**, 224434 (2004).

-
- [124] M. S. Pierce, C. R. Buechler, L. B. Sorensen, J. J. Turner, S. D. Kevan, E. A. Jagla, J. M. Deutsch, T. Mai, O. Narayan, J. E. Davies, et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 017202 (2005).
- [125] T. H. Wu, Z. Y. Qiu, W. B. Lai, J. C. Huang, and J. C. Wu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**, 1687 (1999).
- [126] R. C. Woodward, A. M. Lance, R. Street, and R. L. Stamps, *J. Appl. Phys.* **93**, 6567 (2003).
- [127] X. M. Cheng, V. I. Nikitenko, A. J. Shapiro, R. D. Shull, and C. L. Chien, *J. Appl. Phys.* **99**, 08C905 (2006).
- [128] S. J. Greaves, R. J. Pollard, and P. J. Grundy, *J. Magn. Magn. Mater.* **121**, 532 (1993).
- [129] J. W. Knepper and F. Y. Yang, *Phys. Rev. B* **71**, 224403 (2005).
- [130] W. B. Zeper, F. J. A. M. Greidanus, P. F. Carcia, and C. R. Fincher, *J. Appl. Phys.* **65**, 4971 (1989).
- [131] C. Kooy and U. Enz, *Philips Res. Rep.* **15**, 7 (1960).
- [132] A. A. Thiele, *J. Appl. Phys.* **41**, 1139 (1970).
- [133] H. J. G. Draaisma and W. J. M. de Jonge, *J. Appl. Phys.* **62**, 3318 (1987).
- [134] E. Vedmedenko, H. P. Oepen, and J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **44**, 214401 (2002).
- [135] L. Louail, K. Ounadjela, and R. L. Stamps, *J. Magn. Magn. Mater.* **167**, L189 (1997).
- [136] J. W. Lee, J. Kim, S. K. Kim, J. R. Jeong, and S. C. Shin, *Phys. Rev. B* **65**, 144437 (2002).
- [137] S. Hashimoto, Y. Ochiai, and K. Aso, *J. Appl. Phys.* **66**, 4909 (1989).
- [138] C. J. Lin, G. L. Gorman, C. H. Lee, R. F. C. Farrow, E. E. Marinero, H. V. Do, H. Notarys, and C. J. Chien, *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 194 (1991).
- [139] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark, *Stopping and Ranges of Ions in Solids* (Pergamon, New York, 1985), <http://www.srim.org/>.
- [140] <http://www.srim.org/>.
- [141] R. D. Bland, G. J. Kominiak, and D. M. Mattox, *J. Vac. Sci. Technol.* **11**, 671 (1974).
- [142] J. A. Thornton, *J. Vac. Sci. Technol. A* **4**, 3059 (1986).

- [143] W. Ensinger, Surf. Coat. Technol. **65**, 90 (1994).
- [144] P. F. Carcia and A. Suna, J. Appl. Phys. **54**, 2000 (1983).
- [145] http://www.hmi.de/bensc/instrumentation/instrumente/v6/refl/parratt_en.htm.
- [146] L. G. Parratt, Phys. Rev. **95**, 359 (1954).
- [147] L. Nevot and P. Croce, Revue Phys. Appl. **15**, 761 (1980).
- [148] R. E. Somekh, Vacuum **34**, 987 (1984).
- [149] E. E. Fullerton, J. Pearson, C. H. Sowers, S. D. Bader, X. Z. Wu, and S. K. Sinha, Phys. Rev. B **48**, 17432 (1993).
- [150] W. Eckstein and J. P. Biersack, Z. Phys. B - Condensed Matter **63**, 471 (1986).
- [151] M. B. Stearns, *Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Group III Condensed Matter, Vol. 25, Atomic Defects in Metals* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1991), chap. 1.7 Production of atomic defects in metals by irradiation.
- [152] P. F. Carcia, S. I. Shah, and W. B. Zeper, Appl. Phys. Lett. **56**, 2345 (1990).
- [153] Z. G. Li and P. F. Carcia, J. Appl. Phys. **71**, 842 (1992).
- [154] G. A. Bertero and R. Sinclair, J. Magn. Magn. Mater. **134**, 173 (1994).
- [155] Y. Saito, S. Hashimoto, and K. Inomata, Appl. Phys. Lett. **60**, 2436 (1992).
- [156] S. Schmeusser, G. Rupp, and A. Hubert, J. Magn. Magn. Mater. **166**, 267 (1997).
- [157] P. F. Carcia, Z. G. Li, and W. B. Zeper, J. Magn. Magn. Mater. **121**, 452 (1993).
- [158] F. J. A. den Broeder, D. Kuiper, A. P. van de Mosselaer, and W. Hoving, Phys. Rev. Lett. **60**, 2769 (1988).
- [159] D. Weller, W. Reim, K. Spörl, and H. Brändle, J. Magn. Magn. Mater. **93**, 183 (1991).
- [160] H. J. G. Draaisma and W. J. M. de Jonge, J. Appl. Phys. **63**, 3479 (1988).
- [161] P. Bruno and J. P. Renard, Appl. Phys. A **49**, 499 (1989).
- [162] N. W. E. McGee, M. T. Johnson, J. J. de Vries, and J. aan de Stegge, J. Appl. Phys. **73**, 3418 (1993).

- [163] F. J. A. den Broeder, H. C. Donkersloot, H. J. G. Draaisma, and W. J. M. de Jonge, *J. Appl. Phys.* **61**, 4317 (1987).
- [164] B. N. Engel, C. D. England, R. A. V. Leeuwen, M. H. Wiedmann, and C. M. Falco, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1910 (1991).
- [165] C. M. Falco and B. N. Engel, *Appl. Surf. Sci.* **60–61**, 790 (1992).
- [166] S. T. Purcell, M. T. Johnson, N. W. E. McGee, J. J. de Vries, W. B. Zeper, and W. Hoving, *J. Appl. Phys.* **73**, 1360 (1993).
- [167] R. Allenspach, M. Stampanoni, and A. Bischof, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3344 (1990).
- [168] C. Dupas, P. Beauvillain, C. Chappert, J. P. Renard, F. Trigui, P. Veillet, E. Velu, and D. Renard, *J. Appl. Phys.* **67**, 5680 (1990).
- [169] J. Thiele, N. T. Barrett, R. Belkhou, C. Guillot, and H. Koundi, *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, 5025 (1994).
- [170] F. Meier, K. von Bergmann, P. Ferriani, J. Wiebe, M. Bode, K. Hashimoto, S. Heinze, and R. Wiesendanger, *Phys. Rev. B* **74**, 195411 (2006).
- [171] F. Meier, K. von Bergmann, J. Wiebe, M. Bode, and R. Wiesendanger, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, 1306 (2007).
- [172] S. Palacin, P. C. Hidber, J. P. Bourgoin, C. Miramond, C. Fermon, and G. M. Whitesides, *Chem. Mater.* **8**, 1316 (1996).
- [173] C. D. Rosa, C. Park, E. L. Thomas, and B. Lotz, *Nature* **405**, 433 (2000).
- [174] J. Y. Cheng, A. M. Mayes, and C. A. Ross, *Nature Mater.* **3**, 823 (2004).
- [175] G. E. Stein, E. J. Kramer, X. Li, and J. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 086101 (2007).
- [176] J. P. Spatz, V. Z. H. Chan, S. Mößmer, F. M. Kamm, A. Plettl, P. Ziemann, and M. Möller, *Adv. Mater.* **14**, 1827 (2002).
- [177] R. Glass, M. Möller, and J. P. Spatz, *Nanotechnology* **14**, 1153 (2003).
- [178] C. Antoniak, J. Lindner, M. Spasova, D. Sudfeld, M. Acet, M. Farle, K. Fauth, U. Wiedwald, H. G. Boyen, P. Ziemann, et al., *Phys. Rev. Lett.* **97**, 117201 (2006).
- [179] Schematische Abbildung: erstellt von Andreas Frömsdorf, Institut für Physikalische Chemie, Universität Hamburg.
- [180] S. Förster, M. Zisenis, E. Wenz, and M. Antonietti, *J. Chem. Phys.* **104**, 9956 (1996).

- [181] Z. Sun, M. Wolkenhauer, G. G. Bumbu, D. Kim, and J. Gutmann, *Physica B* **357**, 141 (2005).
- [182] Schematische Abbildung: erstellt von Sabine Pütter, Institut für Angewandte Physik, Universität Hamburg.
- [183] R. Behrisch, ed., *Sputtering by Particle Bombardement II*, vol. 52 of *Topics in Applied Physics* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1983).
- [184] M. P. Seah, C. A. Clifford, F. M. Green, and I. S. Gilmore, *Surf. Interface Anal.* **37**, 444 (2005).
- [185] L. Reimer, *Scanning Electron Microscopy: Physics of Image Formation and Microanalysis*, vol. 45 of *Springer Series in Optical Science* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1985).
- [186] <http://rsb.info.nih.gov/ij/>.
- [187] C. Chappert, H. Bernas, J. Ferré, V. Kottler, J. P. Jamet, Y. Chen, E. Cambril, T. Devolder, F. Rousseaux, V. Mathet, et al., *Science* **280**, 1919 (1998).
- [188] D. Weller, J. E. E. Baglin, A. J. Kellock, K. A. Hannibal, M. F. Toney, G. Kusinski, S. Lang, L. Folks, M. E. Best, and B. D. Terris, *J. Appl. Phys.* **87**, 5768 (2000).
- [189] C. T. Rettner, S. Anders, J. E. E. Baglin, T. Thomson, and B. D. Terris, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 279 (2002).
- [190] C. Kittel, *Phys. Rev.* **70**, 965 (1946).
- [191] R. Behrisch, ed., *Sputtering by Particle Bombardement I*, vol. 47 of *Topics in Applied Physics* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1981).
- [192] G. Carter, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34**, R1 (2001).
- [193] C. Langhammer, Z. Yuan, I. Zoric, and B. Kasemo, *Nano Lett.* **6**, 833 (2006).
- [194] F. Porrati, H. P. Oepen, and J. Kirschner, *J. Magn. Magn. Mater.* **283**, 133 (2004).
- [195] J. A. Osborne, *Phys. Rev.* **67**, 351 (1945).
- [196] S. Eisebitt, J. Lüning, W. F. Schlotter, M. Lörger, O. Hellwig, W. Eberhardt, and J. Stöhr, *Nature* **432**, 885 (2005).
- [197] P. Bruno, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2425 (1999).
- [198] D. Weller, G. R. Harp, R. F. C. Farrow, A. Cebollada, and J. Sticht, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2097 (1994).

- [199] R. M. Osgood III, K. T. Riggs, A. E. Johnson, J. E. Mattson, C. H. Sowers, and S. D. Bader, *Phys. Rev. B* **56**, 2627 (1997).
- [200] G. Didrichsen, W. R. Hendren, R. Atkinson, R. J. Pollard, and I. W. Salter, *J. Magn. Magn. Mater.* **198–199**, 558 (1999).
- [201] K. H. J. Buschow, P. G. van Engen, and R. Jongebreur, *J. Magn. Magn. Mater.* **38**, 1 (1983).
- [202] C. Y. You and S. C. Shin, *Thin Solid Films* **493**, 226 (2005).
- [203] Z. Q. Qiu, J. Pearson, and S. D. Bader, *Phys. Rev. B* **46**, 8195 (1992).
- [204] N. Nakajima, T. Koide, T. Shidara, H. Miyauchi, H. Fukutani, A. Fujimori, K. Iio, T. Katayama, M. Nývlt, and Y. Suzuki, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5229 (1998).

Eigene Veröffentlichungen

- [E1] A. Frömsdorf, A. Kornowski, S. Pütter, H. Stillrich, and L. T. Lee, *SMALL* **3**, 880 (2007).
- [E2] R. Froemter, C. Menk, H. Stillrich, and H. P. Oepen, *Vacuum* (2007), *in print*.
- [E3] S. Fiedler, H. Stillrich, and H. P. Oepen, *J. Appl. Phys.* (2007), *submitted*.
- [E4] S. Pütter, H. Stillrich, A. Frömsdorf, C. Menk, R. Frömter, S. Förster, and H. P. Oepen (2007), *in preparation*.
- [E5] S. Pütter, H. Stillrich, A. Frömsdorf, C. Menk, R. Frömter, S. Förster, and H. P. Oepen, *J. Magn. Magn. Mater.* **316**, e40 (2007).
- [E6] H. Stillrich, A. Frömsdorf, S. Pütter, S. Förster, and H. P. Oepen, *Adv. Funct. Mater.* (2007), *accepted*.

A. Magnetooptische Eigenschaften von Co/Pt-Filmen

A.1. Magnetooptische Kerr-Signale in Abhängigkeit von den Kobalt- und Platindicken der Multilagen

Die magnetooptischen Eigenschaften der Co/Pt-Multilagen können Aufschluss über magnetischen Eigenschaften der Filme geben, wie in Abschnitt A.2 beschrieben wird. Daneben werden die magnetooptischen Kerr-Signale verwendet um die Dicke der Kobalt- und Platinlagen zu kontrollieren, wie im Folgenden beschrieben wird. Dabei wird jeweils auf eine Fehlerangabe der Kerr-Signale verzichtet, da zusätzlich die relative Genauigkeit der Werte durch die Auftragungen gezeigt werden soll. Für ultradünne Filme wird ein linearer Verlauf der Kerr-Signale mit der dicke des magnetischen Materials erwartet (siehe Abschnitt 2.3.1 und Ref. [92]). Der linearer Verlauf der longitudinalen Kerr-Elliptizität wird in Abb. A.1 gezeigt. Dabei sind Filme, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben und Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurden gemeinsam dargestellt. Die Abhängigkeit der longi-

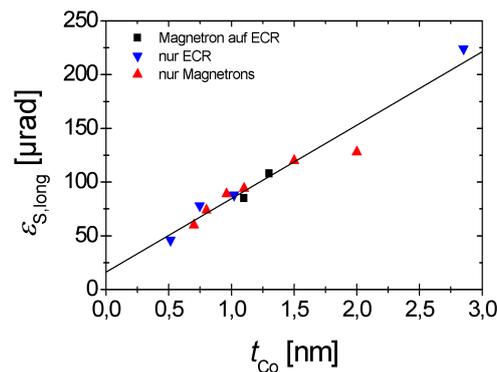


Abbildung A.1.: Longitudinale Kerr-Elliptizität von Einzellagen mit der Kobaltdicke. Es sind alle verwendeten Herstellungsmethoden mit unterschiedlichen Dicken der Pt-Wachstumslage in einem Graph dargestellt. Der Verlauf wurde für alle Messwerte gemeinsam angepasst (Linie).

tudinalen Kerr-Elliptizität von der Kobaltdicke ist von der Herstellungsmethode

und den Platinlagen unabhängig, wie am identischen Verlauf für unterschiedlichen Filmsysteme zu erkennen ist (Abb. A.1). Der Verlauf der longitudinalen Elliptizität wurde linear angepasst mit einem Achsenabschnitt von $16 \mu\text{rad}$ und einer Steigung von $68 \mu\text{rad}/\text{nm}$. Mit Hilfe dieser Werte kann die Kobaltdicke einer Einzellage, unabhängig von der Herstellungsmethode bestimmt werden.

Zusätzlich kann der Verlauf der polaren Kerr-Signale, wie an Magnetron-Filmen auf einer ECR-Wachstumslage in Abb. A.2 gezeigt ist, zur Kontrolle der Kobaltdicke verwendet werden. Die polare Kerr-Elliptizität und -Rotation wurde jeweils

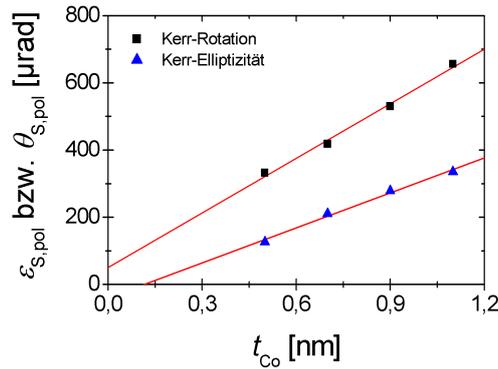


Abbildung A.2.: Polare Kerr-Elliptizität und -Rotation von $\text{Pt}_{3\text{nm}}/\text{Co}_{t_{\text{Co}}\text{nm}}/\text{Pt}_{5\text{nm}}$ -Einzellagen in Abhängigkeit von der Kobaltdicke, die mittels Magnetron-Plasmazerstäuben auf einer ECR-Wachstumslage hergestellt wurden. Die Verläufe wurden jeweils linear angepasst (Linien).

linear angepasst. Dadurch ergibt sich eine Achsenabschnitt von $50 \mu\text{rad}$ bzw. $-40 \mu\text{rad}$ und eine Steigung von $542 \mu\text{rad}/\text{nm}$ bzw. $348 \mu\text{rad}/\text{nm}$. Mit Hilfe dieser Werte kann ebenfalls die Dicke der Kobaltlage bestimmt werden. Allerdings sind die polaren Kerr-Signale auf die Dicke der Platin-Wachstumslage sensitiv, wie unten diskutiert wird. Zusätzlich wird die lineare Anpassung verwendet um Kerr-Signale für Kobaltdicken zu extrapolieren, bei denen die Magnetisierung in Feldern in der Probenebene von 500mT nicht mehr gesättigt werden kann.

Für die polare Kerr-Elliptizität wird eine deutliche Abhängigkeit von der Dicke der Platin-Wachstumslage im Dickenbereich bis etwa 15nm gefunden (Abb. A.3). Dabei wurde versucht die Kobaltdicke konstant zu halten, jedoch treten im Bereich zwischen 10 und 25nm zwei unterschiedliche Reihen von Kerr-Elliptizitäten auf, die am ehesten auf unterschiedliche Kobaltdicken zurückgeführt werden können. Die Abhängigkeit der polaren Kerr-Elliptizität von der Dicke der Wachstumslage kann durch einen rein optischen Ansatz für die Kerr-Signale reproduziert werden (Abb. A.3), wie in Ref. [E3] ausführlich beschrieben wird. Durch diese Abhängigkeit von der Dicke der Wachstumslage kann, bei bekannter Kobaltdicke, die Dicke der Platinlagen bestimmt werden.

Alternativ kann die Platindicke an Multilagen aus der Abhängigkeit der Kerr-Signale von der Dicke der Platin-Zwischenlage (Abb. A.4) bestimmt werden. Mit

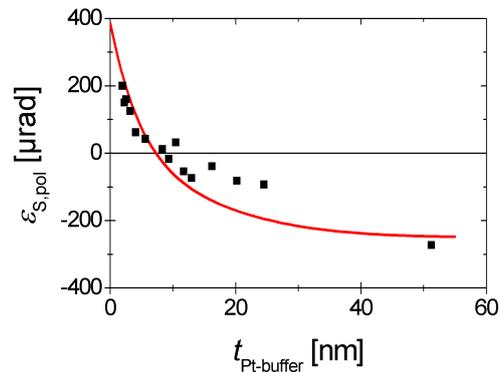


Abbildung A.3.: Polare Kerr-Elliptizität von Einzellen in Abhängigkeit von der Dicke der Pt-Wachstumslage. Die Filme wurden mittels ECR-Ionenstrelzerstäuben hergestellt. Ein berechneter Verlauf der Kerr-Elliptizität ist eingefügt, wie in Ref. [E3] beschrieben.

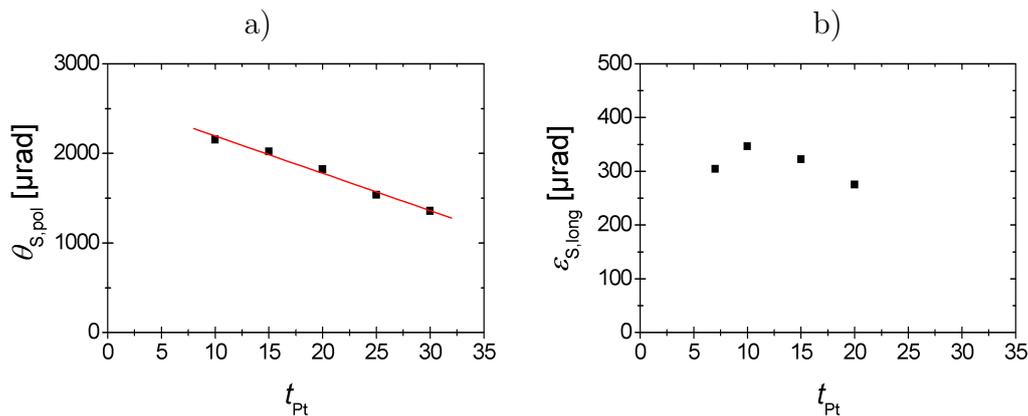


Abbildung A.4.: a) Polare Kerr-Rotation und b) longitudinale Kerr-Elliptizität von Magneton-Multilagen mit der Dicke der Platin-Zwischenlage.

abnehmender Dicke der Platin-Zwischenlage nimmt das Kerr-Signale von Multilagen zu. Für Platindicken zwischen 1 nm und 3 nm ist der Verlauf der polaren Kerr-Rotation (Abb. A.4a) nahezu linear. Die lineare Anpassung des Verlaufs ergibt einen Achsenabschnitt von 2600 μrad und eine Steigung von $-41 \mu\text{rad}/\text{nm}$. Bei Messungen mit einem Feld in der Probenebene kann die Magnetisierung ab einer Dicke der Platin-Zwischenlage von etwa 2 nm mit Feldern von 500 mT nicht mehr gesättigt werden, weshalb die longitudinale Kerr-Elliptizität ab dieser Dicke nicht mehr bestimmt werden kann (Abb. A.4b). Zusätzlich ist eine Abweichung der Sättigungselliptizität bei einer Platindicke von 0,7 nm zu beobachten. Deshalb wurde hier auf eine Anpassung des Verlaufs verzichtet.

Das Verhalten der Kerr-Signale von Co/Pt-Multilagen mit der Lagenzahl ist

sowohl für die Strukturierung von $(\text{Co/Pt})_8$ -Multilagen als auch für potentielle Anwendungen als magnetooptischer Speicher von Interesse. Die polare Kerr-Rotation (Abb. A.5) nimmt mit der Lagenzahl zunächst näherungsweise linear zu, zwischen vier und acht Co/Pt-Bilagen ändert sich die Kerr-Rotation jedoch kaum mehr und wird gesättigt. Für potentielle Anwendungen als magnetooptisches Speichermedium bringt deshalb eine Lagenzahl über acht keine Vorteile. Bei

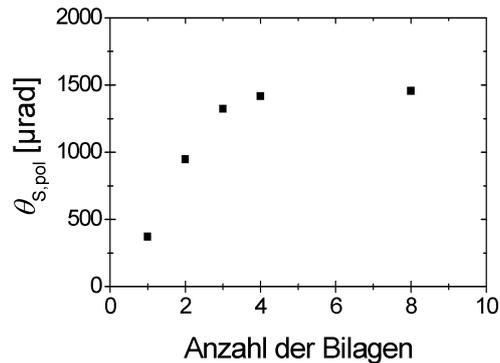


Abbildung A.5.: Polare Kerr Rotation von $(\text{Co}_{0,5 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2,4 \text{ nm}})$ -Multilagen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben hergestellt wurden, in Abhängigkeit von der Anzahl der Co/Pt-Bilagen.

Nanostrukturen, die etwa aus $(\text{Co/Pt})_8$ -Multilagen hergestellt werden (Abschnitt 4.2.2 und 4.3), wurde bei der Interpretation der Kerr-Rotation der geringe Anstieg mit der Lagenzahl zwischen vier und acht Co/Pt-Bilagen (Abb. A.5) berücksichtigt.

Insgesamt können die Kerr-Signale der Filme genutzt werden um die Lagen-dicken in den Multilagen zu kontrollieren. Zusätzlich können die Kerr-Signale dazu dienen, die Dicke der Lagen, etwa nach einem Wechsel der Targets beim Ionenzerstäuben, zu bestimmen. Zur Kontrolle wird dabei jeweils die Anisotropie der Filme untersucht, die im Vergleich zu den Kerr-Signalen stärker von der Herstellungsmethode abhängig ist und vor allem von der Kobaltdicke empfindlicher abhängt als die Kerr-Signale. Zusätzlich werden extrapolierte Sättigungswerte verwendet um die Anisotropie von Filmen zu bestimmen, die in der schweren Magnetisierungsrichtung nicht gesättigt werden können.

A.2. Die Voigt-Konstante von Co/Pt-Filmen

Die magnetooptischen Eigenschaften von Co/Pt-Multilagen werden wie auch die magnetischen Eigenschaften vom Wachstum der Filme beeinflusst. Insbesondere sind die magnetooptischen Eigenschaften von der Kristallstruktur der Kobaltlagen abhängig [198, 199]. Außerdem wird eine Verstärkung der Kerr-Signale durch polarisiertes Platin an den Grenzflächen beobachtet [200]. Daneben kann eine

Durchmischung von Platin und Kobalt an den Grenzflächen zu einer Erhöhung des Kerr-Signals führen, da das magnetooptische Signal einer CoPt Legierung im allgemeinen höher ist, als das anteilige Signal des legierten Kobalts [62, 201].

Zur Beschreibung des Kerreffekts wird eine rein optische Beschreibung mit Voigt-Konstante Q als Nebendiagonaleinträge des dielektrischen Tensors benutzt (Abschnitt 2.3.1). Die Linearisierung dieses Matrixformalismus für dünne magnetische und nichtmagnetische Lagen ergibt vereinfachte analytische Formeln zur Berechnung der Kerr-Signale [101, 202] und ermöglicht eine lineare Anpassung der Kerr-Signale. Details zu den Berechnungen wurden bereits in einer Arbeit zum Thema der magnetooptischen Eigenschaften von Co/Pt-Filmen, die mittels ECR-Ionenstrahlzerstäuben und Magnetron-Plasmazerstäuben hergestellt wurden, beschrieben [E3].

Eine der auffälligsten magnetooptischen Eigenschaften von ultradünnen Kobaltfilmen ist ein Vorzeichenwechsel der polaren Kerr-Elliptizität mit der Dicke der Wachstumslage (Abb. A.3). Dieser Verlauf kann mit dem Volumenwert von Kobalt als Voigt-Konstante nicht durch eine Simulation reproduziert werden. Deshalb wurde eine Methode entwickelt, um die Voigt-Konstante der Filme experimentell, mit möglichst wenigen zusätzlichen Parametern, zu bestimmen. Dazu wird die Platin-Wachstumslage so dick gewählt, dass kein Licht mehr am Substrat reflektiert wird (≥ 60 nm) und die Kobaltdicke und Platin-Decklagendicke von Filmen mit einer einzelnen Kobaltlage variiert. Aus den Kerr-Signalen solcher Proben wird die kombinierte Voigt-Konstante des Kobalts und der Platin-Grenzfläche mit Hilfe der Linearisierung für jeweils eine dünne nichtmagnetische und magnetische Lage bestimmt [202]. Zusätzlich wurden die Voigt-Konstanten von dicken Kobaltfilmen (≥ 50 nm) mit Hilfe der exakten optischen Beschreibung nach Zak et al. [92] aus den longitudinalen Kerr-Signalen bestimmt.

Es wurden die Voigt-Konstanten für Filme bestimmt, die sowohl mittels ECR- als auch mittels Magnetron-Zerstäuben hergestellt wurden. Die Werte von Q sind für die beiden Herstellungsmethoden bei ultradünnen oder dicken Kobaltfilmen jeweils fast gleich [E3]. Mit den Werten für ultradünne Filme kann der Verlauf der Kerr-Signale mit der Dicke der Wachstumslage reproduziert werden (Abb. A.3), obwohl die Bestimmung der Voigt-Konstante in einem Bereich durchgeführt wurde, in dem die Kerr-Signale von der Dicke der Wachstumslage unabhängig sind. Der Unterschied zwischen ultradünnen und mehr als 50 nm dicken Kobaltfilmen bei gleicher Herstellungsmethode ist dagegen sehr deutlich. Vor allem der Imaginärteil der Voigt-Konstante ist für ultradünne Filme um einen Faktor vier bis neun erhöht (0,40-0,45 statt 0,05-0,10) [E3]. Die Werte für dicke Kobaltfilme passen gut zu Voigt-Konstanten, die an Volumenkobalt [198, 199] und auch an Co/Cu Multilagen bestimmt wurden [203]. Der deutliche Unterschied in der magnetooptischen Konstante zwischen ultradünnen und dicken Kobaltfilmen kann durch Grenzflächenbeiträge erklärt werden, die bei dickem Kobalt keine Rolle mehr spielen. Für eine Analyse der Ursachen der Grenzflächenbeiträge wurde die polare Kerr-Rotation direkt verglichen. Dabei wurden Hinweise gefunden, dass die hohen Voigt-Konstanten für ultradünne Filme durch die diffusen Grenzflächen

mit einer Dicke zwischen 0,5 und 0,7 nm (Abschnitt 3.4.1) und zusätzliches polarisiertes Platin an den Grenzflächen von etwa 0,4 nm Dicke verursacht werden [E3].

Die Polarisation des Platin zeigt sich auch bei Messungen der Magnetisierung von Co/Pt-Multilagern als zusätzlicher Beitrag zur Gesamtmagnetisierung der Multilagern [112] und wurde bereits direkt durch Röntgen-Zirkulardichroismus an Platin-Absorptionskanten nachgewiesen [204]. Zusammenfassend wird anhand der magnetooptischen Eigenschaften von ultradünnen und mehr als 50 nm dicken Kobaltlagern ein Grenzflächenbeitrag zu den Kerr-Signalen nachgewiesen. Es werden Hinweise gefunden, dass dieser Grenzflächenbeitrag teilweise durch die Durchmischung der Grenzflächen und zusätzliches polarisiertes Platin verursacht wird.

B. Details zum Aufbau des MOKE-Experiments

Die MOKE-Untersuchungen in dieser Arbeit werden mit einem statischen Ellipsometer [99] mit einem Helium-Neon-Laser mit einer Lichtwellenlänge von 632,8 nm und 5 mW Lichtleistung durchgeführt. Der Laserstrahl ist bereits im Verhältnis 500:1 linear polarisiert und wird für einen höheren Polarisationsgrad zusätzlich durch ein Glan-Thompson Polarisationsprisma mit einem Auslöschungsvermögen besser als 10^{-7} geführt. Das linear polarisierte Licht wird danach an der Probe reflektiert, die sich zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten (Applied Magnetics: 2H2-45) befindet. Der Elektromagnet wird durch eine bipolare Stromversorgung (Kepco BOP 50-20MG) gesteuert. Die Ummagnetisierung der Proben wird in einem äußeren Feld bis zu 0,5 T in longitudinaler und polarer Geometrie mit 45° Einfallswinkel des Lichts und 3 cm Polschuhabstand untersucht. In polarer Geometrie sind bei senkrechtem Einfall des Lichts und wenigen Millimetern Polschuhabstand Untersuchungen mit Feldern bis zu 2 T möglich. Die Änderung der Polarisation des Lichtes wird mit einem statischen Detektor untersucht. Dieser setzt sich aus einem Glan-Thompson Polarisationsprisma, für Messung der Elliptizität zusätzlich einer $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte, und einem Phototransistor mit Verstärkerschaltung zusammen. Um möglichst die gesamte Intensität des Lichts zu nutzen, wird das Licht durch eine Linse auf den Phototransistor fokussiert. Einflüsse durch Umgebungslicht werden durch einen schmalbandigen optischen Filter für $\lambda = 632,8$ nm minimiert. Die $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte wird entlang der Hauptachsen des elliptisch polarisiertem Lichts ausgerichtet. Nach dem Durchgang durch die $\lambda/4$ -Platte ist Licht ohne Drehung der Polarisations Ebene linear polarisiert und gegen die Hauptachsen um den Wert der Elliptizität gedreht. Durch eine Drehung der Polarisations Ebene gegen die Hauptachsen der $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte wird ist das Licht elliptisch polarisiert. Der Polarisationsfilter wird durch Minimierung der Intensität in Auslöschung gebracht und um einen festen Winkel $\vartheta = 6,23$ mrad bis $12,46$ mrad verkippt, um zwischen unterschiedliche Vorzeichen der Drehung der Polarisations Ebene unterscheiden zu können. Ohne Verkipfung des Polarisators wird die Intensität unabhängig von der Drehrichtung des Lichtes erhöht. Durch die Verkipfung wird eine Abhängigkeit der Intensität von der Drehrichtung des Lichtes verursacht. Die Intensität nach dem Polarisator mit und ohne $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte kann mit Hilfe des Müller-Formalismus berechnet werden [99]. Die Intensität setzt sich jeweils aus trigonometrischen Funktionen der Kerr-Elliptizität und Kerr-Rotation zusammen und ist nicht analytisch nach diesen Größen lösbar [99, 100]. Für kleine Winkel

$|\epsilon|, |\theta| \ll |\vartheta| \ll 1$ kann die Differenz der Intensität $I(\mu_0 H)$ bei positiven und negativen Magnetfeld linearisiert werden. Diese lineare Näherung kann bei Messungen mit $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte nach der Elliptizität und bei Messungen ohne $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte nach der Rotation zu

$$\epsilon, \theta = \frac{I(\mu_0 H) - I(-\mu_0 H)}{\bar{I} - I_0} \cdot \frac{\vartheta}{4} \quad (\text{B.1})$$

aufgelöst werden. Die Elliptizität und Rotation ergibt sich aus der Intensität bei einem Feld B , der mittleren Intensität $\bar{I} = [I(\mu_0 H) + I(-\mu_0 H)]/2$ und der Intensität I_0 in Auslöschung. Die Elliptizität und Rotation werden mit Gl. 2.11 in Bogenmaß berechnet und in der Einheit μrad angegeben. Details zur Herleitung von Gl. 2.11 sind zum Beispiel in Ref. [100] zu finden. Durch die Verwendung des statischen Ellipsometers sind Drehungen der Polarisationssebene von unter $5 \mu\text{rad}$ nachweisbar.

C. Konferenzbeiträge

- H. Stillrich, J. Hoyer, N. Mikuszeit, M. Wellhöfer, S. Pütter, H. P. Oepen, S. Löhr, C. Heyn, A. Meier, S. Förster, „Modulation of a 2-dimensional electron gas via magnetic nanostructures“, International Symposium on Quantum Hall Systems and Quantum Materials, Hamburg, 2004
- S. Pütter, H. Stillrich, C. Menk, R. Frömter, H. P. Oepen, „Magnetische Nanostrukturen durch Maskentechniken“, 9. Deutsche Physikerinnentagung, Darmstadt, 2005
- H. Stillrich, S. Pütter, A. Frömsdorf, C. Menk, R. Frömter, W. Lee, K. Nielsch, S. Förster, H. P. Oepen, „Magnetic nanostructures by mask techniques“, 364. WE-Heraeus-Seminar, Nanoscale Magnets - Top down meets Bottom up, 2006
- H. Stillrich, S. Pütter, D. Lott, R. Frömter, A. Schreyer, H. P. Oepen, „Comparison of sputter-techniques for Co/Pt-Multilayer-growth“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Dresden, 2006
- S. Pütter, H. Stillrich, A. Frömsdorf, C. Menk, R. Frömter, S. Förster, H. P. Oepen, „Magnetic nanostructures produced by micelle masks“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Dresden, 2006
- C. Menk, R. Frömter, K. Morrison, H. Stillrich, S. Pütter, H. P. Oepen, J. Kirschner, „High resolution imaging of 3d magnetic domain structures in multilayers, ultrathin films“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Dresden, 2006
- S. Fiedler, H. Stillrich, G. Neuber, M. Linkerhand, P. Pahl, H. P. Oepen, „Acquisition of optic and magneto-optic constants of Co/Pt films“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Dresden, 2006
- R. Dinter, S. Pütter, H. Stillrich, H. P. Oepen, W. Hansen, „Two-dimensional electron gases subjected to modulated magnetic potentials“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Dresden, 2006
- S. Pütter, H. Stillrich, A. Frömsdorf, C. Menk, R. Frömter, S. Förster, H. P. Oepen, „Fabrication of magnetic nanostructures by the use of micelle masks“, Joint European Magnetic Symposia, San Sebastian, 2006

- R. Dinter, H. Stillrich, C. Heyn, S. Pütter, H. P. Oepen, W. Hansen, A. Frömsdorf, S. Förster, W. Lee, and K. Nielsch, „Shallow HEMTs for lateral magnetic superlattices“, International Conference on the Physics of Semiconductors, Wien, 2006
- H. Stillrich, S. Pütter, A. Frömsdorf, C. Menk, R. Frömter, S. Förster, H. P. Oepen, „Nanopatterned magnetic Co-films and Co/Pt-multilayers using diblock copolymer micelles“, 19th International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces, Sendai, 2006
- H. Stillrich, S. Fiedler, D. Lott, C. Menk, S. Pütter, R. Frömter, A. Schreyer, H. P. Oepen, „Magnetic and magneto-optic properties of ECR- and magnetron-sputtered Co/Pt-multilayers“, 19th International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces, Sendai, 2006
- H. Stillrich, S. Pütter, A. Frömsdorf, H. P. Oepen, „Sub 20nm structures with perpendicular magnetization“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Regensburg, 2007
- S. Pütter, H. Stillrich, A. Frömsdorf, H. P. Oepen, „Magnetic antidot arrays with perpendicular or in-plane magnetization orientation“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Regensburg, 2007
- A. Frömsdorf, S. V. Roth, H. Stillrich, S. Pütter, „Preparation of highly ordered silica and vanadium oxide nanoparticles on surfaces using diblock copolymer micelles as templates“, 233rd ACS National Meeting, Chicago, 2007

Abbildungsverzeichnis

2.1. Bereiche der leichten Magnetisierungsrichtung in Abhängigkeit von der Anisotropie erster und zweiter Ordnung	7
2.2. Beispielhysteresen: leichte und schwere Richtung bei einer senkrechten leichten Magnetisierungsrichtung	8
2.3. Beispielhysteresen: Überlagerung der leichten und schweren Magnetisierungsrichtung	10
2.4. Schema: Aufbau der Filme und Techniken zum Ionenzerstäuben .	13
2.5. Schema: longitudinaler Kerr-Effekts	16
3.1. ECR-Einzellagen: Magnetisches Phasendiagramm von Pt/Co/Pt-Filmen	23
3.2. ECR-Einzellagen: $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ und $t_{\text{Co}}K_2$	24
3.3. ECR-Einzellagen: Vergleich $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ für 4 nm und 10 nm dicke Wachstumslagen	25
3.4. ECR-Einzellagen: Verlauf von K_2 mit $K_{1,\text{eff}}$	26
3.5. ECR-Doppellagen: $K_{1,\text{eff}}$ in Abhängigkeit von der Dicke der Platin-Zwischenlage	28
3.6. Ummagnetisierungskurven einer ECR-Multilage mit gekippter Magnetisierung	29
3.7. Magnetische Mikrostruktur einer ECR-Multilage mit gekippter Magnetisierung	30
3.8. Magnetische Mikrostruktur einer ECR-Multilage mit gekippter Magnetisierung nach einem Feld in der Ebene	32
3.9. Magnetron-Einzellagen: $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ und $t_{\text{Co}}K_2$	36
3.10. Magnetron-Einzellagen: Verlauf von K_2 mit $K_{1,\text{eff}}$	37
3.11. ECR-Magnetron-Einzellagen: $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ und $t_{\text{Co}}K_2$	39
3.12. ECR-Magnetron-Einzellagen: Verlauf von K_2 mit $K_{1,\text{eff}}$	41
3.13. Ummagnetisierungskurven einer ECR-Magnetron-Pt/Co/Pt-Einzellage mit gekippter Magnetisierung	42
3.14. ECR-Magnetron-Multilagen: $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ und $t_{\text{Co}}K_2$	43
3.15. ECR-Magnetron-Multilagen: Verlauf von K_2 mit $K_{1,\text{eff}}$ bei variierender Kobaltdicke	45
3.16. ECR-Magnetron-Multilagen: $K_{1,\text{eff}}$ in Abhängigkeit von t_{Pt}	45
3.17. ECR-Magnetron-Multilagen: Verlauf von K_2 mit $K_{1,\text{eff}}$ bei variierender Platindicke	47

3.18. Ummagnetisierungskurven einer $(\text{Co/Pt})_8$ Magnetron-Multilage mit gekippter Magnetisierung	48
3.19. Ummagnetisierungskurven einer $(\text{Co/Pt})_{20}$ Magnetron-Multilage mit Domänenzerfall	49
3.20. Röntgenbeugung an ECR- und Magnetron-Multilagen	51
3.21. Reflektometrie an ECR- und Magnetron-Multilagen	53
3.22. <i>Rocking scan</i> an einer ECR-Multilage	54
3.23. Vergleich der Ummagnetisierungskurven von gleich zusammengesetzten ECR- und Magnetron-Multilagen	57
3.24. Vergleich des Verlaufs von $t_{\text{Co}}K_{1,\text{eff}}$ für Einzellagen	61
3.25. Vergleich des Verlaufs von K_2 für alle untersuchten Filmsysteme	63
4.1. Schema: Blockcopolymer-Micellen	67
4.2. Deposition von Micellen: Schema und SEM-Aufnahme	68
4.3. Schema: Lochgitter durch streifendes Ionenätzen	70
4.4. Schema: Lochgitter durch senkrechtes Ionenätzen	71
4.5. Ummagnetisierungskurven von Co/Pt-Filmen auf Silizium und Micellen	72
4.6. Schema: Magnetisierung eines Films auf Micellen	73
4.7. Magnetische Mikrostruktur eines 7,5 nm dicken Kobaltfilms auf Micellen	75
4.8. SEM-Aufnahme von Micellen vor und nach streifendem Ionenätzen	78
4.9. SEM-Aufnahme eines Lochgitters nach streifendem Ionenätzen	79
4.10. Ummagnetisierungskurven eines 7,5 nm dicken Kobaltfilms auf Micellen und des Lochgitters nach streifendem Ionenätzen	80
4.11. Magnetische Mikrostruktur eines 7,5 nm dicken Kobaltfilms auf Micellen und des Lochgitters nach streifendem Ionenätzen	82
4.12. Ummagnetisierungskurven einer $(\text{Co/Pt})_3$ -Multilage auf Micellen und des Lochgitters nach streifendem Ionenätzen	83
4.13. SEM-Aufnahme eines Lochgitters nach senkrechtem Ionenätzen	85
4.14. Ummagnetisierungskurven eines Lochgitters durch senkrechtes Ionenätzen	86
4.15. Schema: Punktgitter aus Micellenkernen	87
4.16. SEM-Aufnahme von Micellenkernen (70/20)	88
4.17. Histogramm der SEM-Aufnahme von SiO_2 -Partikeln (Abb. 4.16)	89
4.18. Größenverteilungen der SiO_2 -Partikel (70/20)	90
4.19. Polare Kerr-Rotation von $(\text{Co/Pt})_2$ -Multilagen in Abhängigkeit von der Dosis beim Ionenätzen	91
4.20. SEM-Aufnahme der $(\text{Co/Pt})_2$ -Nanostrukturen (70/20)	92
4.21. Größenverteilungen der $(\text{Co/Pt})_2$ -Nanostrukturen (70/20)	92
4.22. Schema: SiO_2 -Partikel vor und nach Ionenätzen	93
4.23. Ummagnetisierungskurven von $(\text{Co/Pt})_2$ -Nanostrukturen (70/20)	94
4.24. Schaltverhalten von $(\text{Co/Pt})_2$ -Nanostrukturen bei einer mittleren Ionendosis (70/20)	95

4.25. Höhenverteilungen von $(\text{Co/Pt})_4$ - und $(\text{Co/Pt})_8$ -Nanostrukturen .	97
4.26. Ummagnetisierungskurven für $(\text{Co/Pt})_n$ -Punktgitter	98
4.27. Vergleich: Schaltfeldverteilung von $(\text{Co/Pt})_2$ - und $(\text{Co/Pt})_4$ -Nanostrukturen (70/20)	100
4.28. SEM-Aufnahme und Größenverteilung von Micellenkernen (30/12)	102
4.29. AFM-Histogramme von Micellenkernen und $(\text{Co/Pt})_2$ -Nanostrukturen (30/12)	103
4.30. SEM-Aufnahme und Größenverteilung von $(\text{Co/Pt})_2$ -Nanostrukturen (30/12)	104
4.31. Ummagnetisierungskurven von $(\text{Co/Pt})_2$ -Nanostrukturen (30/12)	105
A.1. Longitudinale Kerr-Elliptizität von Einzellagen in Abhängigkeit von der Kobaltdicke	125
A.2. Polare Kerr-Elliptizität und -Rotation von Einzellagen in Abhängigkeit von der Kobaltdicke	126
A.3. Polare Kerr-Elliptizität von Einzellagen in Abhängigkeit von der Dicke der Pt-Wachstumslage	127
A.4. Polare Kerr-Rotation und longitudinale Kerr-Elliptizität von Magneton-Multilagen in Abhängigkeit von der Platin-Zwischenlage . . .	127
A.5. Polare Kerr-Rotation von ECR-Multilagen in Abhängigkeit von der Lagenzahl	128

Danksagung

Zum Abschluss meiner Dissertation möchte ich noch einigen Menschen danken, die einen Anteil an dieser Arbeit hatten oder mich in dieser Zeit begleitet haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. P. Oepen, nicht nur weil er mir ermöglicht hat diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe anzufertigen, sondern auch weil ich durch viele Diskussionen und Gespräche in den vergangenen drei Jahren soviel gelernt habe wie selten zuvor in meinem Leben. Außerdem möchte ich mich für die Möglichkeiten meinen Ergebnisse bei diversen Anlässen zu präsentieren bedanken.

Herrn Prof. Dr. W. Hansen möchte ich danken, dass er sich bereit erklärt hat diese Arbeit zu begutachten. Außerdem möchte ich ihm für die Leitung des Teilprojekts B8 im Sonderforschungsbereich 508 im letzten Jahr danken, in dem ich mitarbeiten durfte.

Ein herzlicher Dank geht an Sabine Pütter für die Betreuung meiner Arbeit. Sie war immer zu erreichen und zu Diskussionen der Ergebnisse bereit.

Ein wichtiger Diskussionspartner am Arbeitsplatz und im Restaurant war Robert Frömter. Danke für die gemeinsame Zeit und für das Fachwissen in Physik und Technik.

Mein Dank für die wichtigste Kooperation für diese Arbeit gilt Andreas Frömsdorf. Ohne die gute Zusammenarbeit und die Blockcopolymer-Micellen wären die Erfolge bei der Herstellung magnetischer Nanostrukturen nicht möglich gewesen. Außerdem konnte ich mit ihm meine erste Strahlzeit in Grenoble verbringen, die mir erfolgreich und auch sonst positiv in Erinnerung bleiben wird.

Für die Interpretation der magnetischen Eigenschaften der Multilagen waren die Zusammenarbeit mit Dieter Lott und die von ihm durchgeführten Röntgen-Untersuchungen entscheidend. Vielen Dank dafür, aber auch für die regelmäßigen Treffen auf Konferenzen und die dort verbrachten Tage.

Ein großes Dankeschön geht an Christian Menk für die SEMPA-Untersuchungen und für die gute gemeinsame Zeit am Arbeitsplatz, in den Kaffeepausen und auf der Frühjahrstagung in Dresden.

Zudem möchte ich noch Ralf Dinter für die gute Zusammenarbeit im SFB 508 danken: wir werden den Hofstadter-Butterfly noch ausführlich vermessen.

Mein Dank für die gute Stimmung und Arbeitsatmosphäre geht an alle Mitglieder der Arbeitsgruppe Grenzflächen- und Oberflächenphysik. Besonders danken möchte ich dabei: Steffen Fiedler, dessen Diplomarbeit ich betreuen durfte, für regelmäßiges Hinterfragen der Magnetooptik, das zu einem tieferen Verständnis

beigetragen hat, und für den weiterhin freundschaftlichen Kontakt nachdem seine Diplomarbeit abgeschlossen war. Daniel Stickler für seine Begeisterungsfähigkeit, seine Technikverliebtheit und die gute Zeit als Büronachbar. Jörn Hoyer für die Erläuterungen zur Ultrahochvakuum-Technik, zu Rollenspielen und zur Weltgeschichte im Allgemeinen. Nikolai Mikuszeit für die physikalische und moralische Unterstützung in den ersten und letzten Monaten meiner Arbeit.

Für den technische Unterstützung möchte ich den Werkstätten des Instituts für Angewandte Physik danken. Ohne diese Unterstützung wären einige Experimente nicht möglich gewesen.

Meinen Eltern, Großeltern und meiner Schwester Steffi möchte ich für die Unterstützung meiner Arbeit und die Überzeugung von meinen Fähigkeiten danken. Mein herzlichster Dank geht an Katrin Silbermann, die treueste Seele, die man sich vorstellen kann, für die Besuche und ihre moralische Unterstützung. Auch meinen Freunden aus Forchheim, wie Jan, Flo, Toby, Carsten, Bianca und René, Daniel, Jot, Recky, Chrissi, Marcus und allen die ich nicht erwähnt habe, möchte ich für die Freundschaft und die Zeit danken, die sie mit mir geteilt haben. Außerdem möchte ich noch meinen Mitbewohnern Kay und Jens für die gemeinsame Zeit danken und ihnen Respekt dafür zollen, dass sie sich in den letzten drei Jahren so viele Geschichten vom Magnetismus und der Physik im Allgemeinen angehört haben.

Außerdem möchte ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die finanzielle Unterstützung im Rahmen des Sonderforschungsbereichs Quantenmaterialien (SFB 508) danken.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbständig und ohne fremde Hilfe verfasst habe. Andere als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel sind nicht verwendet worden. Den benutzten Werken wörtlich oder inhaltlich entnommene Stellen sind als solche kenntlich gemacht.

Hamburg, im August 2007