

**Magnetotransport in  
Co/Pt-Schichtsystemen  
und  
Charakterisierung einzelner  
Co/Pt-Nanoteilchen**

**Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Department Physik  
der Universität Hamburg**

vorgelegt von  
Simon Heße  
aus Hamburg

Hamburg  
2014

Gutachter der Dissertation

Prof. Dr. Hans Peter Oepen  
Prof. Dr. Kornelius Nielsch

Gutachter der Disputation

Prof. Dr. Hans Peter Oepen  
PD Dr. habil. Guido Meier

Datum der Disputation

28.03.2014

Vorsitzender des  
Prüfungsausschusses

Prof. Dr. Michael Thorwart

Vorsitzender des  
Promotionsausschusses

Prof. Dr. Daniela Pfannkuche

Dekan der Fakultät für Mathematik,  
Informatik und Naturwissenschaften

Prof. Dr. Heinrich Graener

## Kurzzusammenfassung

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in zwei Teile. Im ersten Teil werden Magnetowiderstands(MR)-Untersuchungen an Pt/Co/Pt-Schichtsystemen durchgeführt. Die polykristallinen Proben werden über eine Kombination zweier Zerstäubungstechniken auf einem SiO<sub>2</sub>-Substrat hergestellt und weisen eine ausgeprägte fcc(111)-Textur auf. Für die MR-Messungen werden die Proben in einer Drahtgeometrie präpariert, wobei der Strom entlang der langen Achse der Strukturen eingepreßt wird. Bei der Ausrichtung der Magnetisierung entlang der Probennormalen (polare Geometrie,  $\rho_p$ ) zeigt sich gegenüber einer Ausrichtung in der Probenebene senkrecht zum Strom (transversale Geometrie,  $\rho_t$ ) ein höherer spezifischer Längswiderstand:  $\rho_p > \rho_t$ . Dieser Befund lässt sich weder mit dem anisotropen Magnetowiderstandseffekt (AMR), der in Kobalt der dominierende MR-Effekt im Längswiderstand ist, noch über den ebenfalls in Kobalt auftretenden geometrischen Größeneffekt (GSE) erklären. Bei einer Rotation der Magnetisierung in der Ebene senkrecht zur Stromrichtung zeigt sich eine  $\cos^2$ -Abhängigkeit des Effekts. Eine Variation der Kobalt-Schichtdicke  $d_{Co}$  im Bereich  $0,8 \text{ nm} < d_{Co} < 50 \text{ nm}$  zeigt, dass der Effekt im Bereich der Co/Pt-Grenzflächen entsteht. Deshalb wurde er *anisotroper Grenzflächen-Magnetowiderstand* (AIMR) genannt. Im Bereich kleiner Kobalt-Schichtdicken, in dem eine senkrechte magnetische Vorzugsrichtung der Proben vorliegt, ist die Größe des AIMR mit dem AMR vergleichbar. Ferner zeigt sich, dass der AIMR in Cu/Co/Cu-Schichtsystemen nicht auftritt, so dass dieser Effekt durch das Einfügen einer Kupfer-Zwischenschicht an den Co/Pt-Grenzflächen gezielt ausgeschaltet werden kann. Die beiden im Pt/Co/Pt-Schichtsystem vorhandenen Co/Pt-Grenzflächen liefern sowohl zum AIMR, als auch zur Grenzflächenanisotropie unterschiedliche Beiträge.

Im zweiten Teil der Arbeit wird ein Verfahren zur Präparation und magnetischen Charakterisierung von Co/Pt-Nanopartikeln vorgestellt. Dazu werden zunächst mittels Elektronenstrahlithografie Hall-Kreuze mit Stegbreiten unter 100 nm aus Co/Pt-Schichtsystemen auf einem SiO<sub>2</sub>-Substrat hergestellt. Anschließend wird eine Monolage mit SiO<sub>2</sub>-Kernen befüllter Diblock-Copolymer-Mizellen auf die Probe aufgebracht. Die Kerne dienen als Schattenmaske im nachfolgenden Ar<sup>+</sup>-Ionenätzprozess. In diesem Prozess wird das Co/Pt-Schichtsystem bis in die Platin-Wachstumslage entfernt, so dass sich unter den Mizellenkernen magnetische Co/Pt-Partikel bilden. Diese Partikel haben Durchmesser von ca. 30 nm und einen mittleren Abstand im Bereich von 100 nm. Zur Durchführung des Ar<sup>+</sup>-Ionenätzprozesses wurde ein neuer experimenteller Aufbau realisiert, bei dem die Probe während des Sputterns neutralisiert und der Sputterabtrag mittels *in situ*-Widerstandsmessungen kontrolliert werden kann. Die magnetische Charakterisierung der Nanopartikel mittels anomalen Hall-Effekts (AHE) zeigt, dass diese bei Raumtemperatur ferromagnetisch sind und einen eindomänen Grundzustand aufweisen. Mit der vorgestellten Methode konnten einzelne Nanoteilchen mit einem Messsignal von ca. 8  $\mu\text{V}$  und einem Signal-Rausch-Verhältnis von 55 detektiert werden, womit die hohe Sensitivität der Messmethode demonstriert wird. Befinden sich mehrere Nanopartikel

auf dem Hall-Kreuz, können die AHE-Signale über ein neu entwickeltes Messverfahren eindeutig den Partikeln zugeordnet werden. Die Abhängigkeit der mittleren Schaltfelder der Teilchen von der Orientierung des äußeren Magnetfelds zeigt, dass die magnetischen Vorzugsrichtungen der Teilchen gegenüber der Probennormalen verkippt sind. Die Temperaturabhängigkeit der Schaltfelder im Bereich von  $2,4 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$  zeigt Abweichungen des Schaltverhaltens der Teilchen vom Néel-Brown-Modell, deren mögliche Ursachen diskutiert werden.

# Abstract

This thesis is divided into two parts. In the first part the magnetoresistance (MR) of Pt/Co/Pt-layered structures is investigated. Utilizing a combination of two sputtering techniques the polycrystalline samples are deposited onto a SiO<sub>2</sub> substrate. They exhibit a pronounced fcc(111) texture. For the conduction of the MR measurements the samples are structured into a wire geometry. The current direction is parallel to the wire axis. When the magnetization is oriented along the film normal (polar geometry,  $\rho_p$ ), the specific resistivity of the sample is higher compared to an orientation of the magnetization in the film plane perpendicular to the current direction (transverse geometry,  $\rho_t$ ):  $\rho_p > \rho_t$ . This finding cannot be explained neither by the anisotropic magnetoresistance effect (AMR) which is the dominating MR effect in the longitudinal resistivity of cobalt, nor by the geometrical size effect (GSE) which is also found in cobalt. The rotation of the magnetization in the plane perpendicular to the current direction leads to a  $\cos^2$ -dependence of the effect. By varying the cobalt layer thickness  $d_{Co}$  in the range of  $0,8 \text{ nm} < d_{Co} < 50 \text{ nm}$  it is shown that the new effect occurs at the Co/Pt interfaces. Hence, it is termed *anisotropic interface magnetoresistance* (AIMR). In the regime of small cobalt layer thickness, where the samples exhibit a perpendicular magnetic anisotropy, the size of the AIMR is comparable to the AMR. As the AIMR is not observed in Cu/Co/Cu-layered structures, it can be eliminated by adding a copper interlayer at the Co/Pt interfaces. Hereby it is shown that the two Co/Pt interfaces of the Pt/Co/Pt-layered structure contribute differently to both the AIMR and the magnetic interface anisotropy.

In the second part of this thesis a method for the preparation and magnetic characterization of Co/Pt nanodots is described. For this purpose Co/Pt Hall crosses with wire widths below 100 nm are prepared on a SiO<sub>2</sub> substrate via electron beam lithography. Then the sample is spin-coated with a monolayer of diblock copolymer micelles which are filled with silica cores. These cores act as a shadow mask in the subsequent Ar<sup>+</sup> sputtering process. During the sputtering process the Co/Pt-layered system is milled until the Pt seed layer is reached. Underneath the silica cores Co/Pt nanodots are formed. These dots have diameters around 30 nm and an average spacing of ca. 100 nm. For the conduction of the Ar<sup>+</sup> sputtering process a new experimental setup has been built which allows the sample to be neutralized and the progress of the sputtering to be monitored via *in situ* resistivity measurements. Utilizing the anomalous Hall effect (AHE) as a probe, it is shown that the dots are ferromagnetic single domain particles at room temperature. With the described method it is possible to detect single nanodots with an AHE-signal as high as 8  $\mu\text{V}$  and a signal-to-noise ratio of 55, demonstrating the high sensitivity of the patterned Hall crosses. In case of several dots being situated in the crossing region of the Hall devices, it is possible to unambiguously assign the dots to their respective signals by utilizing a newly developed measuring technique. The dependence of the average switching fields of the dots on the orientation of the external magnetic field reveals that the

magnetic easy axes of the dots are tilted randomly with respect to the film normal. The temperature dependence of the switching fields in the region  $2.4 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$  shows deviations from the Néel-Brown model. Possible reasons for these deviations are discussed in this thesis as well.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>I</b>	<b>Magnetotransport in Co/Pt-Schichtsystemen</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen des Magnetismus</b>	<b>7</b>
2.1	Energiebeiträge . . . . .	7
2.1.1	Austauschenergie $F_X$ . . . . .	7
2.1.2	Magnetostatische Energien $F_d$ und $F_{Zeeman}$ . . . . .	7
2.2	Magnetische Anisotropie . . . . .	9
2.2.1	Magnetokristalline Anisotropie . . . . .	9
2.2.2	Magnetoelastische Anisotropie . . . . .	10
2.2.3	Effektive Anisotropie . . . . .	11
2.2.4	Anisotropie- und Zeeman-Energie . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Magnetotransport in dünnen Schichten</b>	<b>13</b>
3.1	Elektrische Leitfähigkeit in dünnen Schichten . . . . .	13
3.2	Magnetowiderstands-Effekte . . . . .	15
3.2.1	Anisotroper Magnetowiderstand . . . . .	16
3.2.2	Geometrischer Größen-Effekt . . . . .	17
3.2.3	Spinwellen-Magnetowiderstand . . . . .	18
3.2.4	Lorentz-Magnetowiderstand . . . . .	19
3.2.5	Hall-Effekt . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Probenpräparation</b>	<b>22</b>
4.1	Herstellung von Kobalt-Platin-Schichtsystemen . . . . .	22
4.1.1	Verwendete Herstellungstechniken . . . . .	22
4.1.2	Hergestellte Probenserie . . . . .	23
4.1.3	Probengeometrie für MR-Messungen . . . . .	24
4.2	Magnetische und strukturelle Charakterisierung der hergestellten Probenserie	26
4.2.1	Strukturuntersuchungen mittels Röntgendiffraktometers . . . . .	26
4.2.2	Ergebnisse der XRD- und XRR-Untersuchungen . . . . .	31
4.2.3	Ummagnetisierungsverhalten . . . . .	33
4.2.4	Bestimmung der Anisotropie . . . . .	34
<b>5</b>	<b>Magnetotransport-Messungen</b>	<b>38</b>
5.1	MR-Messaufbau . . . . .	38
5.2	Durchführung der MR-Messungen . . . . .	40
5.3	Ergebnisse der Längswiderstandsmessungen . . . . .	42
5.3.1	Anisotroper Grenzflächen-Magnetowiderstand . . . . .	44
5.4	Eliminierung des Nebenschlusswiderstands . . . . .	46

5.4.1	Normierung der Widerstandsdifferenzen auf den Kobaltstrom . . . .	46
5.4.2	Normierung der <i>op</i> - auf die <i>ip</i> -Widerstandsdifferenz . . . . .	50
5.5	Ergebnisse der Querwiderstandsmessungen . . . . .	51
5.6	Modifizierung der Grenzfläche durch eine Kupfer-Zwischenschicht . . . . .	54
5.6.1	Effektive Anisotropie in Co/Cu/Pt-Schichtsystemen . . . . .	56
5.6.2	AIMR in Co/Cu/Pt-Schichtsystemen . . . . .	58
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick Teil I</b>	<b>63</b>
<b>II</b>	<b>Charakterisierung einzelner Co/Pt-Nanoteilchen</b>	<b>66</b>
<b>7</b>	<b>Ummagnetisierungsverhalten eindomäniger Partikel</b>	<b>68</b>
7.1	Stoner-Wohlfarth-Modell . . . . .	68
7.2	Einfluss der Temperatur auf das Schaltverhalten . . . . .	71
7.2.1	Ratenabhängigkeit des mittleren Schaltfelds . . . . .	71
7.2.2	Schaltfeldverteilung . . . . .	72
7.3	Einfluss magnetostatischer Wechselwirkungen auf das Ummagnetisierungs- verhalten . . . . .	73
<b>8</b>	<b>Strukturierung mittels Elektronenstrahlithografie</b>	<b>74</b>
<b>9</b>	<b>Optimierung der Hall-Kreuz-Geometrie</b>	<b>78</b>
9.1	Schichtaufbau des Co/Pt-Partikels . . . . .	78
9.2	Laterale Abmessung des Co/Pt-Partikels . . . . .	79
9.3	Sensitivitätsfunktion eines Hall-Kreuzes . . . . .	79
9.4	Einfluss der Kristallrichtung . . . . .	81
<b>10</b>	<b>Präparation von Hall-Kreuzen mit magnetischen Nanopartikeln</b>	<b>82</b>
10.1	Lithografische Prozessschritte . . . . .	82
10.1.1	Vorbehandlung des Substrats . . . . .	83
10.1.2	Belackung . . . . .	84
10.1.3	Belichtung . . . . .	84
10.1.4	Entwicklung und Entschichtung . . . . .	85
10.2	Einfluss der Lackdicke auf Strukturgröße, Höhenprofil und Entschichtungs- verhalten . . . . .	86
10.2.1	Einfluss auf die Strukturgröße . . . . .	86
10.2.2	Einfluss auf das Höhenprofil . . . . .	88
10.2.3	Einfluss auf die Entschichtung . . . . .	91
10.3	Verwendetes Co/Pt-Filmsystem . . . . .	93
10.4	Mizellenkerne als Schattenmaske für die Nanostrukturierung . . . . .	94
10.5	Ar <sup>+</sup> -Ionenstrahlzerstäubung . . . . .	95
10.5.1	Grundlagen des Sputterns . . . . .	96

10.5.2	Experimenteller Aufbau . . . . .	101
10.5.3	Konstruktion des Probenhalters . . . . .	103
10.5.4	Betrieb der Argon-Sputterkammer . . . . .	104
10.5.5	<i>In situ</i> -Kontrolle des Sputterabtrags . . . . .	105
10.5.6	Auswirkungen des Sputterns auf magnetische Eigenschaften und Form der Partikel . . . . .	111
<b>11</b>	<b>AHE-Messaufbau</b>	<b>117</b>
11.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	117
11.2	Kontaktierung der Probe . . . . .	118
11.3	Einbau der Probe in den AHE-Aufbau . . . . .	120
<b>12</b>	<b>Ergebnisse der AHE-Untersuchungen von Co/Pt-Nanopartikeln</b>	<b>122</b>
12.1	Messung des Ummagnetisierungsverhaltens eines einzelnen Co/Pt-Partikels	123
12.2	Abschätzung der Wechselwirkung zweier Partikel . . . . .	127
12.3	Zuordnung der Signale in einem Ensemble mehrerer Teilchen . . . . .	130
12.4	Feldrichtungsabhängigkeit der Hysterese . . . . .	134
12.5	Temperaturabhängigkeit des Schaltfelds . . . . .	142
12.6	Zeitabhängigkeit des Schaltfelds . . . . .	145
12.7	Diskussion der Anpassungsparameter $E_0$ und $H_K$ . . . . .	148
12.8	Zeitaufgelöste Messungen des thermischen Schaltverhaltens . . . . .	151
12.8.1	Bestimmung der Verkippung der leichten Achse der Magnetisierbarkeit . . . . .	154
<b>13</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick Teil II</b>	<b>157</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>164</b>



# 1 Einleitung

Mit der technologischen Entwicklung der letzten Jahrzehnte wuchs die Menge der zu speichernden Daten stetig an. Seitens der Industrie gab es entsprechende Bemühungen, die Speicherdichte von Speichermedien kontinuierlich zu erhöhen [1, 2, 3, 4].

Dabei wurden Konzepte aus dem Forschungsgebiet der Spintronik implementiert, das durch die Entdeckung des Riesenmagnetowiderstands (GMR<sup>1</sup>) [5, 6] und des Tunnelmagnetowiderstands (TMR<sup>2</sup>) [7, 8] begründet wurde [9, 10, 11, 12, 13]. Es handelt sich hierbei um einen Oberbegriff für physikalische Effekte und Technologien, bei denen der Elektronenspin und dessen Wechselwirkung mit der Magnetisierung eine entscheidende Rolle spielt. Ebenfalls in dieses Gebiet gehört die Entdeckung, dass spinpolarisierte Ströme ab einer kritischen Stromdichte in Ferromagneten Spinwellen anregen können [14, 15, 16, 17]. Mit diesem so genannten Spintransfer-Effekt (STT<sup>3</sup>) können Domänenwände verschoben [18, 19, 20, 21] und die Magnetisierungsrichtung umgeschaltet werden [22, 23, 24]. Auf der Basis dieser Effekte wurden neue Informationsverarbeitungskonzepte [25, 26] und Speichertechnologien [27, 28, 29, 30, 13] entwickelt, die sich gegenüber den herkömmlichen Technologien u.a. durch schnellere Zugriffszeiten, weniger Energieverbrauch und die Nicht-Flüchtigkeit gespeicherter Informationen auszeichnen.

Die Erhöhung der Speicherdichte bzw. die Verringerung des Volumens der magnetischen Speicherbausteine („Bits“) ist durch zwei Anforderungen beschränkt. In herkömmlichen Festplattenspeichern muss einerseits die Empfindlichkeit der Leseköpfe erhöht werden, da die Informationen über das magnetische Streufeld der Bits ausgelesen werden, das mit der Größe der Bits abnimmt. Dies gelang in der Vergangenheit durch fortschreitende Miniaturisierung und den Übergang zu Leseköpfen, die statt des anisotropen Magnetowiderstands (AMR) den deutlich größeren GMR- bzw. TMR-Effekt nutzen [31, 32, 33]. Andererseits reduziert sich mit dem Volumen  $V$  der Bits auch deren thermische Stabilität. Unterhalb eines kritischen Volumens werden die Bits superparamagnetisch.

Die Energiebarriere, die zur Ummagnetisierung überwunden werden muss, entspricht dem Produkt aus der Anisotropiekonstante  $K$  und dem Volumen  $V$ . Um eine aus technischer Sicht ausreichende Lebensdauer der Informationen gewährleisten zu können, wird ein Verhältnis aus Anisotropieenergie und thermischer Energie von  $KV/kT > 40..80$  benötigt [3]. Dies führt zu einer maximalen Speicherdichte von 6..15 Gbit/cm<sup>2</sup> in den bis vor einigen Jahren eingesetzten so genannten longitudinalen Speichermedien, deren magnetische Vorzugsrichtung in der Filmebene liegt.

Durch den Übergang zu Speichermedien mit senkrechter magnetischer Anisotropie erhöht sich einerseits das magnetische Streufeld der Bits und andererseits deren thermische Stabilität. Dadurch verschiebt sich das superparamagnetische Limit auf bis zu 150 Gbit/cm<sup>2</sup> [3, 1].

Um das thermische Stabilitätskriterium bei gleichzeitig sinkendem Volumen der Bits

---

<sup>1</sup>Engl.: giant magnetoresistance

<sup>2</sup>Engl.: tunnel magnetoresistance

<sup>3</sup>Engl.: spin transfer torque

erfüllen zu können, muss die magnetische Anisotropie erhöht werden. Diese Erhöhung ist jedoch durch den Schreibprozess limitiert, da sich mit wachsender Anisotropie auch die Schaltfelder der Bits erhöhen. Die zum Schreiben verwendeten Magnetfelder sind jedoch durch das Material des Schreibkopfes begrenzt. Ein Konzept, um dieses Dilemma zu umgehen, ist das thermisch unterstützte Schreiben<sup>4</sup> [34, 35, 36, 37]. Hierbei werden während des Schreibvorgangs die Bits mit einem Laser thermisch destabilisiert, wodurch deren Schaltfeld sinkt. Dies ermöglicht den Einsatz von Materialien mit höherer magnetischer Anisotropie, bei denen das superparamagnetische Limit über der Grenze von 150 Gbit/cm<sup>2</sup> liegt.

Eine signifikante Erhöhung der Speicherdichte über diese Grenze hinaus verspricht man sich auch durch den Einsatz diskreter Speichermedien (BPM<sup>5</sup>), bei denen einzelne magnetische Nanopartikel als Bits verwendet werden [2, 3, 38, 39, 4, 40]. In kontinuierlichen Speichermedien bestehen die Bits hingegen aus etwa 100 Kristalliten [3]. Die zu erzielende Speicherdichte von BPM bestimmt sich aus der Größe und dem Abstand der Partikel. Bei dieser Technik gibt es vor allem zwei Herausforderungen zu bewältigen: Zum einen muss die langreichweitige strukturelle Ordnung sichergestellt sein, damit die Bits vom Lese- und Schreibkopf adressiert werden können. Zum anderen müssen die magnetischen Eigenschaften der Partikel für die Anwendung maßgeschneidert werden. Dazu ist die Untersuchung in Frage kommender Materialsysteme notwendig. Aus Mangel an geeigneten Messmethoden wurden in der Vergangenheit Untersuchungen an Mikro- und Nanostrukturen mit integrativen Methoden wie beispielsweise MOKE<sup>6</sup> oder VSM<sup>7</sup> durchgeführt. Dabei müssen große Strukturfelder gemessen werden, um eine genügend hohe Signalstärke zu erhalten. Da Ensembles von Nanostrukturen immer eine Verteilung von Form, Größe und magnetischen Eigenschaften aufweisen [41, 42, 43, 44, 45], können mit integrativen Messmethoden nur Mittelwerte und Verteilungsbreiten bestimmt werden. Des Weiteren können diese Werte durch magnetostatische Wechselwirkungen zwischen den Strukturen beeinflusst werden [46, 47, 48, 49].

Um eine direkte Korrelation von den magnetischen Eigenschaften eines einzelnen Teilchens mit dessen übrigen Eigenschaften wie Aufbau, Form, Größe und Umgebung zu ermöglichen, benötigt man Messmethoden mit extrem hoher Sensitivität. Dazu zählen beispielsweise Rastersondenmethoden wie die Magnetkraftmikroskopie (MFM) [50], die spin-polarisierte Rastertunnelmikroskopie (SP-STM) [51, 52, 53, 54, 55, 56] und die magnetische Austauschkraftmikroskopie (MExFM) [57, 56]. Bei diesen Techniken wird eine magnetische Spitze über die Probe gerastert. Dabei werden entweder die langreichweitigen magnetostatischen Kräfte (MFM), der spin-polarisierte Tunnelstrom (SP-STM) oder die kurzreichweitigen magnetischen Austauschkräfte zwischen Spitze und Probe detektiert (MExFM). Während SP-STM und MExFM hohe Anforderungen an die Probe und die Umgebungsbedingungen stellen (siehe z.B. Ref. [56]), ist das MFM ein geeignetes Mittel,

---

<sup>4</sup>Engl.: thermally assisted writing

<sup>5</sup>Engl.: bit patterned media

<sup>6</sup>magnetooptischer Kerr-Effekt

<sup>7</sup>Engl.: vibrating sample magnetometer

mit vertretbarem Aufwand den Magnetisierungszustand von magnetischen Nanoteilchen zu erfassen [58, 59, 60, 4, 40].

Eine weitere Technik, die erfolgreich zur Messung des Ummagnetisierungsverhaltens von magnetischen Nanostrukturen eingesetzt wurde, ist das mikroSQUID<sup>8</sup> [61, 62, 63, 64]. Hierbei werden die durch das magnetische Streufeld der Nanoteilchen erzeugten Änderungen des magnetischen Flusses durch eine supraleitende Leiterschleife gemessen, die mittels lithografischer Methoden hergestellt wird. Zur Messung muss die Probe mit flüssigem Helium unter die Sprungtemperatur des verwendeten supraleitenden Materials gekühlt werden, wodurch der zu untersuchende Temperaturbereich eingeschränkt ist. Desweiteren lässt sich das mikroSQUID nur mit in der Probenebene liegenden Magnetfeldern betreiben [65, 66].

Die Nutzung des anomalen Hall-Effekts (AHE) zur Charakterisierung magnetischer Nanostrukturen ist eine einfache Alternative zu den bisher genannten Techniken. Dieser Effekt wurde bereits Ende des 19. Jahrhunderts entdeckt [67]. Aufgrund eines Mangels an potentiellen Anwendungen beschränkte sich das Interesse der wissenschaftlichen Gemeinde zunächst auf dessen theoretische Beschreibung, die ausgesprochen herausfordernd ist [68, 69, 70, 71]. Erst mit der Entwicklung lithografischer Strukturierungsmethoden und dem wachsenden technologischen Interesse an magnetischen Nanostrukturen in den letzten Jahren gewann er als Messsonde für das Ummagnetisierungsverhalten dieser Strukturen an Bedeutung [72, 73, 74, 75, 76, 77]. Seine Phänomenologie ist vergleichsweise einfach: In einem dünnen, stromdurchflossenen Ferromagneten sorgt der AHE für eine Spannung in der Probenebene senkrecht zum Stromfluss, die von der Magnetisierungskomponente senkrecht zur Probenebene abhängt. Damit ähnelt dieser Effekt formal dem normalen Hall-Effekt, der aber auch in unmagnetischen Materialien auftritt und im Vergleich zum AHE in polykristallinen Ferromagneten deutlich kleiner ist [71]. Die Empfindlichkeit des AHE ist ausreichend, um einzelne magnetische Nanoteilchen mit Durchmessern unter 100 nm auf einem Hall-Kreuz detektieren zu können [72].

Außer der Präparation der Hall-Kreuze und der zu untersuchenden Nanopartikel, die eine senkrechte magnetische Vorzugsrichtung haben müssen, sind die experimentellen Anforderungen zur Messung des Ummagnetisierungsverhaltens der Partikel mittels AHE im Gegensatz zu den oben genannten alternativen Messmethoden sehr gering. Es wird lediglich eine Stromquelle für den Messstrom und ein Voltmeter zur Detektion der Hall-Spannung benötigt. Der AHE kann bei beliebigen Temperaturen und unter ambienten Bedingungen gemessen werden. Eine Schwingungsdämpfung wie bei den Rastersensormethoden ist nicht erforderlich.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, eine Methode zur Herstellung und Untersuchung von einzelnen magnetischen Nanopartikeln mittels AHE zu entwickeln.

Als Ausgangsmaterial für die Partikel werden Co/Pt-Multilagen verwendet. Die für die Untersuchung mittels AHE notwendige senkrechte leichte Richtung der Magnetisierbar-

---

<sup>8</sup>Engl.: superconducting quantum interference device

keit kommt durch den Grenzflächenanisotropiebeitrag in diesem Materialsystem zustande. Dessen Anteil kann durch die Wahl der einzelnen Schichtdicken und der verwendeten Präparationsmethode variiert werden [78, 79, 80, 81, 82, 83, 84]. Für die Strukturierung der Nanopartikel wird ein physikalischer Ätzprozess in Kombination mit einer Schattenmaskentechnik eingesetzt [85, 82, 86, 87]. Als Maske dienen die Kerne gefüllter Diblock-Copolymer-Mizellen, die mittels Selbstorganisation in regelmäßigen Abständen auf die Proben aufgebracht werden. Dieses Muster wird durch Ionenstrahlzerstäubung in die Co/Pt-Multilage übertragen. Mithilfe dieser Methode lassen sich die Durchmesser und die mittleren Abstände der Co/Pt-Nanopartikel einstellen. Um bei Raumtemperatur thermisch stabile Partikel zu erhalten, werden Durchmesser im Bereich von 30 nm gewählt. Die Hall-Kreuze, auf denen sich die Partikel befinden, werden mittels Elektronenstrahl-lithografie hergestellt.

Bei der Voruntersuchung der Co/Pt-Multilagene wurde ein unerwartetes Verhalten des Magnetowiderstands beobachtet [88]. Es zeigte sich, dass eine Rotation der Magnetisierung in der Ebene senkrecht zur Stromrichtung eine Variation des elektrischen Widerstands zur Folge hat. Bei der Untersuchung von Pt/Co/Pt-Schichtsystemen mit variierender Kobaltdicke  $d_{\text{Co}}$  wurde eine  $1/d_{\text{Co}}$ -Abhängigkeit dieses Effekts gefunden [89, 90]. Dies deutet darauf hin, dass er in der Region der Co/Pt-Grenzflächen entsteht, weshalb er *Anisotroper Grenzflächen-Magnetowiderstand* (AIMR<sup>9</sup>) genannt wurde. Neben der Charakterisierung des Ummagnetisierungsverhaltens der Co/Pt-Nanopartikel stellt die Untersuchung des AIMR ein weiteres Ziel dieser Arbeit dar. Daher gliedert sich die vorliegende Arbeit in zwei Teile. Im ersten Teil werden die strukturellen, magnetischen und magnetogalvanischen Eigenschaften von Pt/Co/Pt-Filmsystemen vorgestellt. Dabei wird insbesondere auf die quantitative Beschreibung des AIMR eingegangen. Des Weiteren werden Co/Cu/Pt-Filmsysteme untersucht, in denen die Co/Pt-Grenzflächen durch Kupfer-Zwischenschichten gestört werden, die an der Grenzfläche zu Kobalt keinen AIMR erzeugen. Eine Zunahme der Kupferschichtdicke führt zu einer Abnahme des AIMR des Gesamtsystems. Damit wird bestätigt, dass der AIMR tatsächlich an der Co/Pt-Grenzfläche entsteht.

Im zweiten Teil der Arbeit wird das Verfahren zur Herstellung von Co/Pt-Nanopartikeln und zu deren Charakterisierung mittels AHE erläutert. Es wird unter anderem demonstriert, dass das AHE-Signal einzelner Partikel mit Durchmessern von ca. 30 nm ohne den Einsatz von Messverstärkern detektiert werden kann. Mit der hohen Sensitivität der Hall-Kreuze könnten auch deutlich kleinere Partikel mit Durchmessern um 6 nm vermessen werden. Des Weiteren wird ein Messverfahren vorgestellt, mit dem die Signale mehrerer auf dem Hall-Kreuz befindlicher magnetischer Teilchen eindeutig zugeordnet werden können [91].

---

<sup>9</sup>Engl.: anisotropic interface magnetoresistance

Teil I

# Magnetotransport in Co/Pt-Schichtsystemen

In diesem Teil der Arbeit werden Magnetotransport-Messungen an Co/Pt-Schichtsystemen vorgestellt. Zum besseren Verständnis dieser Messungen werden zunächst in Kapitel 2 Grundlagen zum Magnetismus erläutert. Dabei wird besonderer Wert auf die magnetischen Anisotropiebeiträge gelegt, die zu einer senkrechten magnetischen Vorzugsrichtung in den untersuchten Schichtsystemen führen können. In Kapitel 3 werden die für diese Arbeit relevanten Magnetowiderstandseffekte (MR-Effekte) vorgestellt. Von besonderer Bedeutung sind hierbei der anisotrope Magnetowiderstand (AMR), der der dominante MR-Effekt im Längswiderstand von Kobalt ist, und der anomale Hall-Effekt (AHE), mit dem im zweiten Teil dieser Arbeit das Ummagnetisierungsverhalten einzelner Nanopartikel untersucht wird. Im darauffolgenden Kapitel 4 wird die Herstellung der untersuchten Proben beschrieben. Außerdem werden dort die magnetischen und strukturellen Eigenschaften der Proben präsentiert, die für eine Interpretation der im nachfolgenden Kapitel 5 gezeigten MR-Messungen notwendig sind. Das wichtigste Ergebnis dieser Untersuchungen ist die erstmalige Beschreibung des bis dahin unbekannt anisotropen Grenzflächen-Magnetowiderstands (AIMR), der an den Co/Pt-Grenzflächen entsteht [89].

Die Herstellung und Charakterisierung der Co/Pt-Proben sowie die Durchführung der MR-Untersuchungen erfolgte in Zusammenarbeit mit A. Kobs, der die Ergebnisse dieser Untersuchungen bereits in seiner Dissertation veröffentlicht hat [92]. Aus diesem Grund werden in dieser Arbeit nur die in Ref. [89] veröffentlichten Ergebnisse vorgestellt, die belegen, dass der AIMR im Bereich der Co/Pt-Grenzflächen entsteht.

Dies wird durch Untersuchungen des Einflusses von Kupfer-Zwischenschichten an den Co/Pt-Grenzflächen bestätigt, die zu einer Abnahme des AIMR mit wachsender Kupferdicke führen. Des Weiteren wird gezeigt, dass die beiden Co/Pt-Grenzflächen in einem Pt/Co/Pt-Schichtsystem unterschiedliche Beiträge zum AIMR leisten.

## 2 Grundlagen des Magnetismus

In dieser Arbeit werden die magnetischen Eigenschaften von Co/Pt-Schichtsystemen und Co/Pt-Nanopartikeln untersucht. Daher wird an dieser Stelle zunächst eine kurze Einführung zum Magnetismus gegeben. Diese Zusammenstellung erhebt keinen Anspruch auf eine umfassende Beschreibung, wie sie in einschlägigen Lehrbüchern nachzulesen ist [93, 94, 95, 96]. Vielmehr werden die wichtigsten Zusammenhänge dargestellt, die zum Verständnis der magnetischen Eigenschaften der untersuchten Systeme notwendig sind. Dazu gehören die magnetischen Energiebeiträge, die in Abschnitt 2.1 eingeführt werden. Eine besondere Bedeutung bei der magnetischen Charakterisierung der hergestellten Proben hat die magnetische Anisotropie, auf die ausführlich in Abschnitt 2.2 eingegangen wird.

### 2.1 Energiebeiträge

Der magnetische Zustand eines Systems wird durch vier Energieterme bestimmt, aus denen sich die freie Energie  $F$  zusammensetzt. Dazu gehören die Austauschenergie  $F_X$ , die Anisotropieenergie  $F_{\text{Ani}}$ , die Entmagnetisierungsenergie  $F_d$  und die Zeeman-Energie  $F_{\text{Zeeman}}$ :

$$F = F_X + F_{\text{Ani}} + F_d + F_{\text{Zeeman}} \quad (2.1)$$

Die einzelnen Energieterme werden im Folgenden erläutert.

#### 2.1.1 Austauschenergie $F_X$

Die Austauschenergie  $F_X$  ist die Ursache für eine langreichweitige magnetische Ordnung, wie sie beispielsweise in einem Ferromagneten auftritt. Diese Wechselwirkung ist quantenmechanischen Ursprungs und eine Folge der Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Elektronen unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzips. In Ferromagneten wird dieser Energiebeitrag minimiert, indem benachbarte Spins parallel ausgerichtet werden. Dies ist bis auf wenige Ausnahmen in den zu untersuchenden Proben der Fall. Zu diesen Ausnahmen gehören Domänenwände, die Bereiche mit unterschiedlich ausgerichteter Magnetisierung trennen, thermische Anregungen des Spinsystems (Spinwellen) und Randeffekte der Proben. Diese Effekte sind jedoch bei den in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen zu vernachlässigen, so dass die genaue Betrachtung der Austauschenergie für diese Arbeit nicht relevant ist.

#### 2.1.2 Magnetostatische Energien $F_d$ und $F_{\text{Zeeman}}$

Die Formanisotropie- oder Entmagnetisierungsenergie  $F_d$  gehört genau wie die Zeeman-Energie  $F_{\text{Zeeman}}$  zu den magnetostatischen Energien [95]. Sie treten bei der Wechselwirkung zwischen der Magnetisierung und einem Magnetfeld auf. Im Fall der Zeeman-Energie

handelt es sich dabei um ein äußeres Magnetfeld  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ , so dass die Magnetisierung  $\mathbf{M}$  in diesem Feld die Energie

$$F_{\text{Zeeman}} = -\mu_0 \int_{\text{Probe}} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}} dV \quad (2.2)$$

besitzt.

Bei der Formanisotropie wird das Magnetfeld von der Magnetisierung selbst erzeugt, wie im Folgenden erläutert wird. Setzt man die Formel für die magnetische Induktion  $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$  in die Maxwell-Gleichung  $\text{div}\mathbf{B} = 0$  ein, erhält man folgenden Zusammenhang:

$$\text{div}\mathbf{M} = -\text{div}\mathbf{H} \quad (2.3)$$

Wo  $\text{div}\mathbf{M} \neq 0$  gilt, befinden sich magnetische Pole, die ein der Magnetisierung entgegengerichtetes Magnetfeld erzeugen. Dies ist der Fall, wenn die Magnetisierung in Richtung oder Betrag räumlich variiert, also beispielsweise bei Domänenwänden oder am Probenrand. Das erzeugte Feld wird im Folgenden als Entmagnetisierungsfeld  $\mathbf{H}_d$  bezeichnet. Die damit verknüpfte magnetostatische Energie lautet:

$$F_d = -\frac{\mu_0}{2} \int_{\text{Probe}} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d dV \quad (2.4)$$

In dieser Energie ist der Energiegehalt des magnetischen Streufelds, das von der Probe verursacht wird, bereits enthalten. Die Begriffe *Entmagnetisierungsfeld* und *Streufeld* sind Synonyme, wobei das Feld in der Regel innerhalb der Probe Entmagnetisierungsfeld und außerhalb der Probe Streufeld genannt wird.

Das Integral in Gl. 2.4 lässt sich nur in speziellen Fällen analytisch lösen, in denen  $\mathbf{M}$  und  $\mathbf{H}_d$  konstant sind, was bei Rotationsellipsoiden der Fall ist. Dann sind die beiden Größen proportional und über den Entmagnetisierungstensor  $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{N}}$  miteinander verknüpft:

$$\mathbf{H}_d = -\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{N}} \cdot \mathbf{M} \quad (2.5)$$

Die in dieser Arbeit untersuchten dünnen Filme stellen den Grenzfall eines Rotationsellipsoiden mit den Halbachsen ( $a = b \rightarrow \infty$ ,  $c \ll a$ ) dar. Für einen in der x-y-Ebene ausgedehnten dünnen Film lautet der Entmagnetisierungstensor:

$$\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{N}} = \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Das bedeutet, dass das Entmagnetisierungsfeld und die damit verbundene Energie in dünnen Filmen verschwindet, wenn die Magnetisierung in der Filmebene ausgerichtet ist. Wegen der Abhängigkeit der Entmagnetisierungsenergie von der Orientierung von  $\mathbf{M}$  liegt eine so genannte *Formanisotropie* vor.

Für den Spezialfall dünner Filme vereinfacht sich Gl. 2.5 zu  $H_d = -M_z = -M_s \cos \theta$ , so dass die entsprechende freie Energiedichte  $f_d = F_d/V$  lautet:

$$f_{d, \text{Film}} = -\frac{\mu_0}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d = \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \cos^2 \theta \quad (2.7)$$

Dabei ist  $\theta$  der Winkel zwischen  $\mathbf{M}$  und der Probennormalen und  $M_s$  die Sättigungsmagnetisierung. Unter der Verwendung der Sättigungsmagnetisierung bei Raumtemperatur von  $M_{s, \text{Co}} = 1,4 \text{ MA/m}$  beträgt die Formanisotropie für Kobaltfilme  $K_{d, \text{Co-Film}} = 1,23 \text{ MJ/m}^3$  [93, 97].

Neben der Ausrichtung der Magnetisierung in bestimmten von der Probenform vorgegebenen Richtungen kann  $F_d$  auch durch die Ausbildung magnetischer Domänen reduziert werden. Der damit einhergehende Anstieg der Austausch- und Anisotropieenergie wird dabei durch die Reduktion der Entmagnetisierungsenergie kompensiert.

## 2.2 Magnetische Anisotropie

Neben den bisher genannten magnetostatischen Ursachen für eine Vorzugsrichtung der Magnetisierung werden in diesem Abschnitt weitere Ursachen behandelt. Insbesondere in Kobalt-Platin-Schichtsystemen ist die magnetokristalline Anisotropie bedeutend, weil sie zu einer senkrechten leichten Achse der Magnetisierbarkeit führen kann, sofern sie größer als die bereits behandelte Formanisotropie ist.

Mechanische Spannungen können ebenfalls die magnetische Vorzugsrichtung beeinflussen. Sie entstehen beispielsweise beim Wachstum eines Films auf einem Material mit unterschiedlicher Gitterkonstante. Dies kann besonders bei dünnen Filmen und Schichtsystemen zu einem erheblichen Anisotropiebeitrag führen, der so genannten magnetoelastischen Anisotropie.

Im Folgenden werden die verschiedenen Anisotropiebeiträge erläutert.

### 2.2.1 Magnetokristalline Anisotropie

Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung hat die Kristallstruktur, die mit dem Bahndrehimpuls über das Kristallfeld verknüpft ist, einen Einfluss auf die Orientierung des Elektronenspins und damit auf die Magnetisierungsrichtung [96, 98, 93].

Das hat zur Folge, dass in kubischen Systemen wie bcc-Fe und fcc-Ni die leichten Achsen der Magnetisierbarkeit aufgrund der so genannten magnetokristallinen Anisotropie den Symmetrieachsen entsprechen ( $\langle 100 \rangle$  für Fe und  $\langle 111 \rangle$  für Ni) [99].

In hexagonalen Kristallstrukturen wie hcp-Co ist die c-Achse durch die Kristallsymmetrie ausgezeichnet, während die Anisotropie in der basalen Ebene vergleichsweise klein ist [93]. An dieser Symmetrieachse orientiert sich die magnetokristalline Anisotropie in der Weise, dass die Stärke des entsprechenden Energiebeitrags nur vom Winkel  $\theta$  der Magnetisierung zu dieser ausgezeichneten Achse bestimmt wird. Diese so genannte uniaxiale Anisotropie lässt sich phänomenologisch in einer Potenzreihe entwickeln:

$$f_{\text{Ani,V}} = K_{1V} \sin^2 \theta + K_{2V} \sin^4 \theta + \mathcal{O}(\sin^6 \theta) \quad (2.8)$$

Die  $K_{i,V}$  stellen die Volumen-Anisotropiekonstanten  $i$ -ter Ordnung dar, die mit zunehmender Ordnung schnell kleiner werden. Daher ist es ausreichend, nur die ersten beiden Ordnungen zu betrachten [93]. Für die Volumenanisotropie von hcp-Kobalt werden bei Raumtemperatur Werte von  $K_{1V} = 400..560 \text{ kJ/m}^3$  und  $K_{2V} = 100..150 \text{ kJ/m}^3$  gefunden [100, 101, 93]. Dieser Anisotropie-Beitrag begünstigt eine leichte Richtung der Magnetisierbarkeit entlang der  $c$ -Achse. Er ist aber deutlich kleiner als die Formanisotropie in dünnen Filmen. Daher reicht er für sich genommen nicht aus, um für eine senkrechte leichte Richtung zu sorgen. Für fcc-Kobalt sind Volumenbeiträge zur magnetokristallinen Anisotropie praktisch zu vernachlässigen [102, 103].

Neben dem Kristallgitter liefern auch Grenzflächen, die eine stark anisotrope Störung des Gitters darstellen, einen Beitrag zur magnetokristallinen Anisotropie. Die phänomenologische Beschreibung der Grenzflächenanisotropie lautet:

$$f_{\text{Ani,S}} = \frac{2K_S}{d} \sin^2 \theta \quad (2.9)$$

Dabei ist  $\theta$  der Winkel zwischen der Magnetisierung und der Probennormalen,  $K_S$  die Grenzflächenanisotropiekonstante und  $d$  die Schichtdicke. Der Faktor 2 trägt der Tatsache Rechnung, dass eine magnetische Schicht stets zwei Grenzflächen besitzt.

Der Wert der Grenzflächenanisotropie hängt von der Qualität der Grenzfläche ab [104]. Für Co/Pt-Schichtsysteme, die mit verschiedenen Techniken hergestellt wurden, wurden Werte im Bereich  $K_S = 0,08..1,29 \text{ mJ/m}^2$  gefunden [105, 104]. Für kleine Schichtdicken im Bereich um 1 nm kann das ausreichen, um eine magnetische Vorzugsrichtung senkrecht zur Probenebene zu erzeugen [78].

### 2.2.2 Magnetoelastische Anisotropie

Neben der magnetokristallinen Anisotropie leisten auch magnetoelastische Effekte einen Beitrag zur Anisotropie, die insbesondere in dünnen Filmen und Nanostrukturen eine dominierende Rolle einnehmen können [106, 98]. Zu den magnetoelastischen Effekten gehört einerseits die Magnetostriktion, die eine Formänderung des Festkörpers bei einem Wechsel der Magnetisierungsrichtung beschreibt [98, 93]. Analog sorgen mechanische Verspannungen im Kristallgitter, die beispielsweise beim Schichtwachstum eines Materials auf einem Substrat mit unterschiedlicher Gitterkonstante auftreten, für eine Vorzugsrichtung der Magnetisierung.

Eine Abweichung der Gitterkonstanten  $\eta = (a_{\text{Film}} - a_{\text{Substrat}})/a_{\text{Substrat}}$  führt zu einer Verspannung  $\epsilon_0$  in der Filmebene von  $\epsilon_0 = -\eta$ . Damit ist automatisch auch eine Verspannung  $\epsilon_3$  in Wachstumsrichtung verknüpft:  $\epsilon_3 = -2\epsilon_0 \cdot c_{13}/c_{33} = -0,58 \cdot \epsilon_0$  für hcp-Kobalt und  $\epsilon_3 = -2\epsilon_0 \cdot (c_{11} + 2c_{12} - 2c_{44})/(c_{11} + 2c_{12} + 4c_{44}) = -0,57 \cdot \epsilon_0$  für fcc-Kobalt [106]. Die Steifigkeitskonstanten  $c_{ij}$  sind tabelliert (siehe z.B. Ref. [107]).

Die Verspannungen haben eine magnetoelastische Anisotropie  $K_{\text{me}}$  zur Folge, die sich schreiben lässt als [106]:

$$K_{1V,\text{me}}^{\text{hcp}} = (B_1^{\text{hcp}} + 2B_3^{\text{hcp}})\epsilon_0 + B_2^{\text{hcp}}\epsilon_3 \quad (2.10)$$

$$K_{1V,\text{me}}^{\text{fcc}} = B_2^{\text{fcc}}(\epsilon_0 - \epsilon_3) \quad (2.11)$$

Die  $B_i$  sind die so genannten magnetoelastischen Kopplungs-Koeffizienten, die bei Kobalt bis zu zwei Größenordnungen größer sind als die magnetokristallinen Anisotropiekonstanten ( $B_1^{\text{hcp}} = -8,1 \text{ MJ/m}^3$ ,  $B_2^{\text{hcp}} = -29 \text{ MJ/m}^3$ ,  $B_3^{\text{hcp}} = 28,2 \text{ MJ/m}^3$ ,  $B_2^{\text{fcc}} = 7,7 \text{ MJ/m}^3$ ) [107].

Es wurde beobachtet, dass die Verspannung häufig bis zu einer kritischen Filmdicke  $d_{\text{krit}}$  konstant bleibt (pseudomorphes Wachstum), während sie in dickeren Schichten durch Versetzungen des Kristallgitters annähernd proportional zu  $d_{\text{krit}}/d$  abnimmt [108, 106]. Bei großen Verspannungen wie im Fall von Co/Pt-Schichtsystemen ( $\epsilon_0 \approx 11\%$  [101]) ist kein pseudomorphes Wachstum mehr zu erwarten. Stattdessen wird bereits ab der ersten Kobalt-Atomlage die Verspannung durch Versetzungen abgebaut. Die mit der Entfernung von der Grenzfläche abnehmende magnetoelastische Anisotropie leistet dann in erster Näherung einen Beitrag zur Grenzflächenanisotropiekonstanten  $K_S$  [108].

### 2.2.3 Effektive Anisotropie

Da eine Unterscheidung der einzelnen Anisotropiebeiträge experimentell nicht immer möglich oder notwendig ist, werden sie häufig zur so genannten effektiven Anisotropie zusammengefasst. Da bei der Betrachtung der Anisotropie stets nur Energiedifferenzen zwischen verschiedenen Magnetisierungsrichtungen relevant sind, kann der Nullpunkt der einzelnen Anisotropieenergien beliebig gewählt werden. Um die gemeinsame phänomenologische Beschreibung aller Beiträge zu vereinfachen, wird die Formanisotropie eines dünnen Films folgendermaßen umgeformt:  $f_{\text{d, Film}} = \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \cos^2 \theta = -\frac{\mu_0}{2} M_s^2 \sin^2 \theta + \text{const.}$

Damit lässt sich die effektive Anisotropiekonstante 1. Ordnung schreiben als:

$$K_{1,\text{eff}} = \underbrace{K_{1V} - \frac{\mu_0}{2} M_s^2}_{K_{1V,\text{eff}}} + \frac{2K_{1S}}{d} \quad (2.12)$$

Fasst man alle im Falle einer uniaxialen Anisotropie relevanten magnetischen Energiebeiträge zusammen, erhält man eine Gleichung für die freie Energiedichte, mit der sich die Ausrichtung der Magnetisierung einer Probe unter Berücksichtigung der Anisotropie und eines äußeren Magnetfelds beschreiben lässt:

$$f = K_{1,\text{eff}} \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta - \mu_0 H M_s \cos \phi \quad (2.13)$$

Hierbei sind  $\phi$  bzw.  $\theta$  die Winkel zwischen der Magnetisierung und dem Magnetfeld bzw. der resultierenden leichten Richtung der Magnetisierbarkeit.

## 2.2.4 Anisotropie- und Zeeman-Energie

Um die Anisotropiekonstanten mittels Gl. 2.13 bestimmen zu können, muss ein Magnetfeld in der harten Richtung der Magnetisierbarkeit angelegt werden. In diesem Fall führt die Magnetisierung eine reversible Rotation in Richtung des angelegten Feldes durch. Aus irreversiblen Ummagnetisierungsprozessen, wie sie in der leichten Richtung auftreten, lässt sich die Anisotropie hingegen nicht mit Gl. 2.13 bestimmen.

Liegt die leichte Achse der Magnetisierbarkeit senkrecht zur Probenebene, wird das Magnetfeld in der Probenebene angelegt ( $\phi = 90^\circ - \theta$ ). Aus der Minimierung der freien Energiedichte ( $\partial f / \partial \theta = 0$ ) folgt:

$$2K_{1,\text{eff}} \sin \theta + 4K_2 \sin^3 \theta = \mu_0 H M_s \quad (2.14)$$

$$\Leftrightarrow \frac{2K_{1,\text{eff}}}{M_s} m_{\parallel} + \frac{4K_2}{M_s} m_{\parallel}^3 = \mu_0 H \quad (2.15)$$

Hierbei ist  $m_{\parallel}$  die auf die Sättigungsmagnetisierung normierte Magnetisierungskomponente in Feldrichtung ( $m_{\parallel} = M_{\parallel} / M_s = \sin \theta$ ). Analog gilt bei einer harten Richtung der Magnetisierbarkeit parallel zur Probennormalen ( $\phi = \theta$ ) für die Minimierung der freien Energiedichte ( $\partial f / \partial \theta = 0$ ):

$$2K_{1,\text{eff}} \cos \theta + 4K_2 \cos \theta \sin^2 \theta = -\mu_0 H M_s \quad (2.16)$$

$$\Leftrightarrow -\left( \frac{2K_{1,\text{eff}}}{M_s} + \frac{4K_2}{M_s} \right) m_{\perp} + \frac{4K_2}{M_s} m_{\perp}^3 = \mu_0 H \quad (2.17)$$

Auch hier ist  $m_{\perp}$  die Magnetisierungskomponente in Feldrichtung ( $m_{\perp} = M_{\perp} / M_s = \cos \theta$ ).

Mithilfe der Gln. 2.15 und 2.17 lassen sich die Anisotropiekonstanten 1. und 2. Ordnung aus dem Ummagnetisierungsverhalten der Proben bestimmen.

### 3 Magnetotransport in dünnen Schichten

Dieses Kapitel gibt eine kurze Einführung in die theoretischen Grundlagen des Magnetotransports. Dazu wird in Abschnitt 3.1 die elektrische Leitfähigkeit in Metallen im Allgemeinen und insbesondere die Leitfähigkeit in dünnen Schichten behandelt. Die Widerstandseffekte, die in Leitern aufgrund einer vorhandenen Magnetisierung oder eines externen Magnetfelds auftreten, werden in Abschnitt 3.2 vorgestellt.

#### 3.1 Elektrische Leitfähigkeit in dünnen Schichten

Die elektrische Leitfähigkeit in Metallen wird durch die Bewegung von Elektronen im Leitungsband hervorgerufen. In guter Näherung verhalten sich die Elektronen wie ein freies Elektronengas mit der Dispersionsrelation  $E(\mathbf{k}) = \hbar^2 \mathbf{k}^2 / 2m^*$ , wobei über die effektive Masse  $m^*$  die Bandstruktur berücksichtigt wird. Hierbei ist  $E$  die Energie,  $\mathbf{k}$  der Wellenvektor des Elektrons und  $\hbar$  das Planck'sche Wirkungsquantum. Da Elektronen zu den Fermionen zählen, gilt für sie das Pauli-Prinzip. Sie besetzen deshalb die Zustände entsprechend der Fermi-Verteilung  $f(E, T)$  [99]. Im Impulsraum werden Zustände bis zum Fermi-Wellenvektor  $k_F$  besetzt, die sich innerhalb der so genannten Fermi-Kugel befinden. Ein konstantes elektrisches Feld  $\mathbf{E}$  sorgt für eine Impulsänderung der Elektronen bzw. eine Auslenkung der Fermi-Kugel um  $\Delta \mathbf{k} = -e \mathbf{E} \Delta t / \hbar$  nach der Zeit  $\Delta t$ , wobei  $e$  die Elementarladung bezeichnet. In einem unendlich ausgedehnten, perfekt periodischen Gitterpotential würde dieser gleichförmigen Beschleunigung der Elektronen nichts entgegenwirken und die Leitfähigkeit würde divergieren. In der Realität sorgen Abweichungen vom idealen Gitterpotential dafür, dass die Elektronen gestreut werden. Als Streuzentren dienen statische Gitterfehler jeglicher Art (Versetzungen, Fehlstellen, Zwischengitterplätze, Fremdatome, Korngrenzen), aber auch Phononen und Magnonen. Durch die Streuung stellt sich bei konstantem  $\mathbf{E}$  eine konstante Auslenkung der Fermi-Kugel aus der Ruhelage ein. Für diesen Zustand lässt sich die Leitfähigkeit  $\sigma$  schreiben als:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*} = 1/\rho \quad (3.1)$$

Dabei entspricht  $n$  der Elektronendichte und  $\tau$  der Zeit, nach der die Elektronen durchschnittlich gestreut werden. Dieses Ergebnis entspricht dem des klassischen Drude-Modells [109], mit dem Unterschied, dass die Elektronenmasse durch die effektive Masse zu ersetzen ist. Da nur Elektronen am Rand der Fermi-Kugel mit der Fermi-Geschwindigkeit  $v_F = \hbar k_F / m^* \approx 1 \cdot 10^8$  cm/s zum Strom beitragen, lässt sich eine mittlere freie Weglänge  $\lambda = v_F \tau$  einführen [97].

Die Streuzeit  $\tau$  setzt sich nach der Matthiessen'schen Regel aus den Beiträgen der einzelnen Streumechanismen  $\tau_i$  folgendermaßen zusammen [97]:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i} \quad (3.2)$$

Damit addieren sich die spezifischen Widerstandsbeiträge  $\rho_i$  zum Gesamtwiderstand:

$$\rho = \sum_i \rho_i \quad (3.3)$$

Abweichungen von diesem Verhalten werden in den Refs. [110, 111, 112, 113] diskutiert. Eine der signifikantesten Abweichungen vom periodischen Gitterpotential stellen Grenz- und Oberflächen dar, die insbesondere bei der Untersuchung von Transporteffekten in dünnen Schichtsystemen berücksichtigt werden müssen. Schon früh wurde entdeckt, dass der spezifische Widerstand dünner Filme ( $\lambda \approx d$ ) von der Filmdicke  $d$  und der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  abhängt [114, 115]. K. Fuchs hat ein semiklassisches Modell zur Beschreibung des spezifischen Widerstands dünner Schichten formuliert [116], über das von E. H. Sondheimer ein umfassender Übersichts-Artikel erschienen ist [117]. Im so genannten Fuchs-Sondheimer-Modell (FS-Modell) wird der Spiegelungsparameter  $p = 0..1$  eingeführt, um die Grenzflächenstreuung phänomenologisch zu beschreiben. Hierbei ist  $p$  der Anteil der Elektronen, die spiegelnd an den Grenzflächen reflektiert werden, also ihren Vorwärtsimpuls beibehalten und somit nicht zum spezifischen Widerstand beitragen. Die Leitfähigkeit im FS-Modell lautet [117]:

$$\sigma_{\text{FS}}(d,p,\lambda,\sigma_{\text{Vol}}) = \sigma_{\text{Vol}} \left( 1 - \frac{3\lambda}{2d}(1-p) \int_1^\infty \frac{(x^{-3} - x^{-5})(1 - \exp(-\frac{d}{\lambda}x))}{1 - p \exp(-\frac{d}{\lambda}x)} dx \right) \quad (3.4)$$

Dabei ist  $\sigma_{\text{Vol}}$  die Leitfähigkeit des Volumenmaterials, die der Drude-Leitfähigkeit (siehe Gl. 3.1) entspricht. Die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  enthält im FS-Modell alle weiteren Streumechanismen und ist mit  $\sigma_{\text{Vol}}$  über die Ladungserhaltung verknüpft [118]:

$$\frac{\sigma_{\text{Vol}}}{\lambda} = \left( \frac{8\pi}{3} \right)^{1/3} \frac{e^2}{h} n^{2/3} \quad (3.5)$$

Dabei ist  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum und  $n$  die Ladungsträgerdichte. Mithilfe der Gl. 3.5 lässt sich eine Unbekannte in Gl. 3.4 eliminieren.

Einen anschaulichen Eindruck des Effekts von Grenzflächen auf den Widerstand vermittelt die folgende Näherungslösung des spezifischen Widerstands im FS-Modell, die für  $d \gg \lambda$  gültig ist:

$$\rho_{\text{FS}}(d \gg \lambda) = \rho_{\text{Vol}} \cdot \left( 1 + \frac{3\lambda(1-p)}{8d} \right) \quad (3.6)$$

Für den spezifischen Widerstand des Volumenmaterials  $\rho_{\text{Vol}}$  gilt:  $\rho_{\text{Vol}} = \sigma_{\text{Vol}}^{-1}$ . Sofern die Streuung an den Grenzflächen nicht komplett spiegelnd ist ( $p = 1$ ), sollte der spezifische Widerstand bei großen Schichtdicken ein  $1/d$ -Verhalten zeigen.

## 3.2 Magnetowiderstands-Effekte

Existiert ein elektrisches Feld  $\mathbf{E}$  in einem Leiter, so kommt es zu einer Bewegung der Ladungsträger. Nach dem Ohm'schen Gesetz hängen  $\mathbf{E}$  und die Stromdichte  $\mathbf{j}$  über den Widerstandstensor  $\overset{\leftrightarrow}{\rho}$  folgendermaßen zusammen [119, 120]:

$$\mathbf{E} = \overset{\leftrightarrow}{\rho} \cdot \mathbf{j} \quad (3.7)$$

Der Widerstandstensor  $\overset{\leftrightarrow}{\rho}$  zeigt eine Abhängigkeit von der Kristallsymmetrie [121], unterliegt aber auch weiteren Einschränkungen, die sich aus den Symmetriebetrachtungen von L. Onsager ergeben [122, 123, 124].

In dieser Arbeit wird folgende Notation verwendet: Die  $x$ -Richtung ist die Richtung in der Filmebene, in der der Messstrom angelegt wird. Die  $y$ -Richtung ist die dazu senkrechte Richtung in der Filmebene, die  $z$ -Richtung entspricht der Probennormalen.

In den in dieser Arbeit untersuchten Proben wurde ein texturiertes polykristallines Filmwachstum gefunden (die Untersuchungen hierzu werden in Abschnitt 4.2.1 vorgestellt). Das bedeutet, dass die Kristallrichtungen der Kristallite in der Filmebene statistisch verteilt sind, während in  $z$ -Richtung eine bestimmte Orientierung vorherrscht. Wegen der im Vergleich zur Korngröße großen lateralen Probenabmessungen sind die Transporteigenschaften in der  $x$ - $y$ -Ebene isotrop, da stets über viele Kristallite gemittelt wird. Daher existieren nur insgesamt vier voneinander unabhängige Einträge des Widerstandstensors, nämlich  $\rho_{xx}$ ,  $\rho_{xy}$ ,  $\rho_{zz}$  und  $\rho_{xz}$ :

$$\overset{\leftrightarrow}{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} & \rho_{xz} \\ \rho_{xy} & \rho_{xx} & \rho_{xz} \\ \rho_{xz} & \rho_{xz} & \rho_{zz} \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

Die Einträge  $\rho_{ij}$  ( $i, j = (x, y, z)$ ) lassen sich in Taylorreihen entwickeln. Aus Symmetriegründen enthalten die Diagonalelemente  $\rho_{ii}$  nur gerade Potenzen des Magnetfelds  $\mathbf{H}$  bzw. der Magnetisierung  $\mathbf{M}$  [122, 123, 124]. Diese Einschränkung gilt nicht für die Nebendiagonalelemente, so dass hier der führende Term linear ist in  $\mathbf{H}$  bzw.  $\mathbf{M}$ .

In dieser Arbeit werden nur Ströme in der Filmebene (CIP<sup>10</sup>-Geometrie) angelegt, so dass nur  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  experimentell zugänglich sind. Magnetowiderstands-Effekte lassen sich grob in zwei Gruppen unterteilen, je nachdem, ob sie sich auf den Längswiderstand  $\rho_{xx}$  oder auf den Querwiderstand  $\rho_{xy}$  auswirken. Zu den ersteren gehören der so genannte Anisotrope-, der Spinwellen- und der Lorentz-Magnetowiderstand sowie der Geometrische Größen-Effekt. Zu den letzteren gehören der normale und der anomale Hall-Effekt. Im Folgenden werden diese Effekte kurz erläutert.

---

<sup>10</sup>Engl.: current in plane

### 3.2.1 Anisotroper Magnetowiderstand

Der spezifische Längswiderstand in polykristallinen Ferromagneten hängt von der Richtung der Magnetisierung  $\mathbf{M}$  relativ zur Stromdichte  $\mathbf{j}$  ab [125]. Aufgrund dieser Richtungsabhängigkeit wird dieser Effekt anisotroper Magnetowiderstand (AMR) genannt. Es zeigt sich, dass der Widerstand bei parallel zur Stromrichtung ausgerichteter Magnetisierung  $\rho_{\parallel}$  größer ist als bei einer senkrecht zur Stromrichtung orientierten Magnetisierung ( $\rho_{\perp} < \rho_{\parallel}$ ).

Häufig wird die Größe des AMR in Form des AMR-Verhältnisses angegeben, bei dem die Änderung des spezifischen Widerstands  $\Delta\rho_{\text{AMR}} := \rho_{\parallel} - \rho_{\perp}$  auf den spezifischen Widerstand normiert wird<sup>11</sup>:

$$\text{AMR-Verhältnis} = \frac{\Delta\rho_{\text{AMR}}}{\rho_{\perp}} \quad (3.9)$$

Für die meisten ferromagnetischen Metalle und deren Legierungen liegt das AMR-Verhältnis im niedrigen Prozent-Bereich [126]. Allerdings zeigt sich eine starke Abhängigkeit von der jeweiligen Präparationsmethode, die einen Einfluss auf die kristalline Qualität der hergestellten Proben hat [127]. In dünnen Filmen zeigt sich eine leichte Abhängigkeit des AMR-Verhältnisses von der Schichtdicke, die aber über die Änderung des spezifischen Widerstands nach dem Fuchs-Sondheimer-Modell (siehe Abschnitt 3.1) erklärt werden kann. Somit ist die Widerstandsdifferenz  $\Delta\rho_{\text{AMR}}$  in der Regel dickenunabhängig [126].

Das AMR-Verhältnis kann einerseits aus Widerstandsmessungen bestimmt werden, bei denen ein äußeres Feld senkrecht und parallel zur Stromrichtung angelegt und sukzessive erhöht wird [126]. Um den Einfluss weiterer MR-Effekte zu eliminieren, muss dazu das Hochfeldverhalten der Widerstandskurven zu einem verschwindenden Magnetfeld extrapoliert werden.

Ist das Hochfeldverhalten isotrop, kann die Stärke des AMR andererseits durch eine Rotation der Probe in einem genügend großen Sättigungsfeld bestimmt werden. Der Widerstand zeigt dann ein  $\cos^2 \varphi$ -Verhalten vom Winkel  $\varphi$  zwischen  $\mathbf{M}$  und  $\mathbf{j}$ :

$$\rho(\varphi) = \rho_{\perp} + \Delta\rho_{\text{AMR}} \cos^2 \varphi \quad (3.10)$$

In der Vergangenheit wurden zur Beschreibung des AMR verschiedene theoretische Modelle von J. Smit, L. Berger sowie R. I. Potter entwickelt [126, 128, 129, 130]. In allen diesen Modellen wird die Spin-Bahn-Wechselwirkung als mikroskopische Ursache für den AMR angesehen. Sie verursacht eine anisotrope Streuung der Leitungselektronen an symmetrischen Streupotentialen mit der Möglichkeit des Umklappens des Spins.

---

<sup>11</sup>In der vorliegenden Arbeit wird hierfür der spezifische Widerstand  $\rho_{\perp}$  bei senkrecht zur Stromrichtung orientierter Magnetisierung verwendet. In der Literatur wird hingegen häufig ein mittleres  $\rho_{\text{mittel}} = 1/3 \cdot \rho_{\parallel} + 2/3 \cdot \rho_{\perp}$  verwendet [126]. Wegen der kleinen Größe der auftretenden Widerstandsdifferenzen ist der Unterschied jedoch zu vernachlässigen.

Voll-relativistische *ab initio*-Berechnungen haben die Spin-Bahn-Wechselwirkung als Ursache für den AMR bestätigt [131].

### 3.2.2 Geometrischer Größen-Effekt

Zusätzlich zu der Abhängigkeit des Widerstands vom Winkel zwischen Stromdichte und Magnetisierungsrichtung, die durch den AMR hervorgerufen wird, wurde von T. T. Chen und V. A. Marsocci eine Abhängigkeit von der Orientierung der Magnetisierung zur Probenormalen gefunden [132]. Der spezifische Widerstand der untersuchten, etwa 100 nm dicken polykristallinen und einkristallinen Nickel-Filme war im untersuchten Temperaturbereich von 4 K bis Raumtemperatur bei einer Magnetisierungsrichtung entlang der Probenormalen (polare Geometrie,  $\rho_p$ ) kleiner als bei einer Ausrichtung in der Filmebene senkrecht zum Strom (transversale Geometrie,  $\rho_t$ ):  $\rho_p < \rho_t$ . Der AMR kann nicht für diesen Effekt verantwortlich sein, da die Magnetisierung in beiden Geometrien senkrecht zum Strom ausgerichtet ist. Des Weiteren wurde bei einer Rotation der Magnetisierung um die Stromrichtung ein  $\cos^2 \theta$ -Verhalten vom Winkel  $\theta$  zwischen  $\mathbf{M}$  und der Probenormalen gefunden, das der Winkelabhängigkeit des AMR (siehe Gl. 3.10) formal ähnelt:

$$\rho(\theta) = \rho_t + \Delta\rho_{\text{GSE}} \cos^2 \theta, \text{ mit } \Delta\rho_{\text{GSE}} := \rho_p - \rho_t < 0 \quad (3.11)$$

Chen und Marsocci vermuteten, dass sich der Effekt aus einem *anormalen* und einem *normalen* Anteil zusammensetzt<sup>12</sup>. Für Letzteren wurde die Ablenkung der Elektronen durch die Lorentz-Kraft und die dadurch hervorgerufene erhöhte Grenzflächenstreuung in Systemen mit endlichen Ausdehnungen verantwortlich gemacht. Dadurch erklärt sich die Bezeichnung als *Geometrischer Größen-Effekt*<sup>13</sup> (GSE). Diese Bezeichnung ist jedoch irreführend, wie weiter unten dargestellt wird. Die Ursache des anomalen Anteils des Effekts konnte in der Untersuchung nicht abschließend geklärt werden [132].

Die von Rijks et al. durchgeführte Untersuchung des spezifischen Widerstands von polykristallinen Permalloy-Filmen mit Filmdicken von 4,5 nm bis 100 nm zeigte bei einer Temperatur von 5 K ein qualitativ ähnliches Verhalten ( $\rho_p < \rho_t$ ) [133]. Der Vergleich von texturierten und untexturierten Filmen deutete darauf hin, dass der Grad der fcc(111)-Textur dieser Filme einen wesentlichen Einfluss auf den GSE hat. Zusätzlich zu diesem Textureffekt wurde ein Dimensionalitätseffekt gefunden. Dieser ist aber größtenteils auf die Schichtdickenabhängigkeit des spezifischen Widerstands oder eine Änderung der Textur mit der Schichtdicke der Filme zurückzuführen und deutet nicht auf einen Grenzflächenbeitrag zum GSE hin.

---

<sup>12</sup>In der Literatur werden Magnetowiderstandseffekte, die nur von einem äußeren Magnetfeld hervorgerufen werden, als *normal* oder im Englischen *ordinary* bezeichnet. Ist die Magnetisierung der Probe die Ursache für den Effekt, wird er häufig *anomal* oder *außergewöhnlich* (im Englischen: *anomalous* oder *extraordinary*) genannt. Darüber hinaus existieren auch Bezeichnungen, die der Phänomenologie des Effekts geschuldet sind.

<sup>13</sup>Engl.: geometrical size effect

Die von Gil et al. in einer umfassenden Studie untersuchten polykristallinen Kobaltfilme mit einer hcp(0001)-Textur wiesen ebenfalls das bereits beschriebene ( $\rho_p < \rho_t$ )-Verhalten auf, wobei die Größe des Effekts sowohl von der Schichtdicke ( $10 \text{ nm} < d < 188 \text{ nm}$ ) als auch von der Temperatur ( $70 \text{ K} < T < 350 \text{ K}$ ) unabhängig war [134]. Dies zeigt deutlich, dass der GSE nicht durch die Streuung von Leitungselektronen an den Grenzflächen der Probe hervorgerufen wird und somit auch kein Dimensionalitätseffekt ist, wofür er ursprünglich gehalten wurde.

Auf der Basis von Potters Beschreibung des AMR [130] wurde ein Modell vorgestellt, das mit den Ergebnissen der Untersuchung konsistent ist und gleichzeitig die obere Grenze von  $\frac{\rho_{\parallel} - \rho_p}{\rho_{\parallel} - \rho_t} \leq 2$  für die Größe des GSE erklärt, die bei den Untersuchungen von Permalloy- und Kobaltfilmen gefunden wurde [133, 134]. Als mikroskopische Ursache für den GSE wird die Textur der Proben genannt, die einen anisotropen Einfluss der Spin-Bahn-Wechselwirkung auf die s-d-Streuung der Minoritätselektronen bewirkt [134].

### 3.2.3 Spinwellen-Magnetowiderstand

Bei endlichen Temperaturen  $T$  sind in einem Ferromagneten Spinwellen angeregt, die die Sättigungsmagnetisierung  $M_s(T)$  gegenüber der Magnetisierung am absoluten Temperatur-Nullpunkt  $M_s(0)$  absenken. Die Temperaturabhängigkeit von  $M_s(T)$  wird durch das Bloch'sche  $T^{3/2}$ -Gesetz beschrieben [135]:

$$M_s(T) = M_s(0)(1 - bT^{3/2}), \quad (3.12)$$

wobei  $b$  eine materialspezifische Konstante darstellt ( $b = 3,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-3/2}$  für Kobalt-Volumenmaterial [136]). Durch das Anlegen eines äußeren Magnetfelds  $H$  werden Spinwellen unterdrückt, so dass die Magnonendichte bzw. die Sättigungsmagnetisierung eine leichte Feldabhängigkeit aufweist. Diese ist umso größer, je näher die Temperatur an der jeweiligen Curie-Temperatur  $T_C$  liegt (siehe z.B. Ref. [95],  $T_C^{Co} \approx 1400 \text{ K}$  [97]).

Die Streuung von Leitungselektronen an Magnonen, den Quasiteilchen der Spinwellen, leistet einen nicht unerheblichen Beitrag zum Gesamtwiderstand. In Kobalt ist dieser Streubeitrag bei Raumtemperatur für 18% des Widerstands nach Abzug der Streuung an statischen Störstellen verantwortlich [137]. Deshalb wird durch ein in Magnetisierungsrichtung angelegtes Feld der Widerstand reduziert. Dieser häufig als Spinwellen-Magnetowiderstand<sup>14</sup> (SMR) bezeichnete Effekt sorgt in einem weiten Temperaturbereich für eine größtenteils lineare Abnahme des Widerstands mit steigender Feldstärke. In dünnen Kobaltschichten erreicht der Effekt bei Raumtemperatur eine Stärke von  $0,004..0,007 \mu\Omega\text{cm/T}$  [134, 137], die mit wachsender Temperatur wegen der höheren Magnonendichte ansteigt.

Der SMR von Eisen-, Kobalt- und Nickelfilmen wurde umfassend von Raquet et al. untersucht [137, 138, 139]. Der Effekt zeigt keine signifikante Abhängigkeit von der Textur und der Schichtdicke im Bereich von  $7 \text{ nm}$  bis  $1 \mu\text{m}$ , wodurch die intrinsische Natur des

---

<sup>14</sup>Engl.: spin-disorder MR

Effekts nachgewiesen ist. Außerdem wurde von Raquet et al. ein theoretisches Modell unter Berücksichtigung der  $s^{\uparrow,\downarrow}$ - $s^{\downarrow,\uparrow}$ - und  $d^{\uparrow,\downarrow}$ - $d^{\downarrow,\uparrow}$ -Intrabandstreuung sowie der  $s^{\uparrow,\downarrow}$ - $d^{\downarrow,\uparrow}$ -Interbandstreuung an Magnonen vorgeschlagen, das die experimentellen Ergebnisse sehr gut reproduziert [137].

### 3.2.4 Lorentz-Magnetowiderstand

Der Vollständigkeit halber sei an dieser Stelle auch der *normale*- oder Lorentz-Magnetowiderstand (LMR) erwähnt, der in einem vereinfachten Bild als Folge der Lorentz-Kraft qualitativ verstanden werden kann und somit in allen Leitern auftritt. In einem Magnetfeld  $\mathbf{B}$  werden Elektronen durch die Lorentz-Kraft  $\mathbf{F}_L = -e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  auf eine helikale Bahn gezwungen, sofern die Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$  nicht parallel zu  $\mathbf{B}$  ist. Durch die Ablenkung der Elektronen wird deren effektive mittlere freie Weglänge in Stromrichtung reduziert, der Widerstand  $\rho$  erhöht sich entsprechend. Je seltener die Elektronen gestreut werden und je größer  $\mathbf{B}$  ist, desto größer ist der zu erwartende Effekt. In der Regel beobachtet man einen quadratischen Anstieg des Widerstands mit der Feldstärke, wobei die Größe des Effekts unter anderem von der Richtung des Magnetfelds relativ zur Stromrichtung abhängt [140, 126].

In den im Abschnitt 5.3 vorgestellten MR-Untersuchungen an Co/Pt-Schichtsystemen wurde aufgrund der geringen mittleren freien Weglänge im untersuchten Magnetfeldbereich kein nennenswerter Beitrag des LMR in der Feldabhängigkeit des Widerstands beobachtet. Aus diesem Grund wird an dieser Stelle nicht näher auf diesen Effekt eingegangen. Eine zusammenfassende Behandlung *normaler* Magnetowiderstandseffekte befindet sich in Ref. [119].

### 3.2.5 Hall-Effekt

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten ausschließlich MR-Effekte behandelt wurden, die sich auf den Längswiderstand auswirken, wird in diesem Abschnitt der Einfluss magnetischer Felder und der Magnetisierung auf den Querwiderstand dargestellt.

Bereits 1879 fand E. H. Hall heraus, dass sich eine Querspannung in einem stromdurchflossenen Streifen Blattgold aufbaut, wenn man entlang der Probennormalen ein Magnetfeld anlegt [141]. Dieser nach seinem Entdecker benannte Hall-Effekt lässt sich über die Lorentz-Kraft in einem Modell freier Elektronen herleiten, das für Alkalimetalle und Edelmetalle mit einem Valenzelektron eine gute Näherung darstellt [119]. Für einen in  $x$ -Richtung fließenden Strom  $I_x$  und ein in  $z$ -Richtung angelegtes Magnetfeld  $H_z$  entsteht in  $y$ -Richtung die Hall-Spannung  $U_H$ :

$$U_H = \mu_0 R_0 H_z \frac{I_x}{d} \quad (3.13)$$

Dabei ist  $d$  die Filmdicke und  $R_0$  die normale Hall-Konstante, die mit der effektiven Ladungsträgerdichte  $n^*$  über  $R_0 = 1/(en^*)$  zusammenhängt [71]. Effektiv bedeutet in diesem Zusammenhang, dass die Bandstruktur berücksichtigt werden muss. In der Literatur

werden Werte von  $R_0^{\text{Co}} = -(1,1..1,3) \cdot 10^{-10} \text{ m}^3/\text{C}$  und  $R_0^{\text{Pt}} = -(1,5..2,4) \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{C}$  angegeben [71, 142, 119].

Bald nach der Entdeckung des normalen Hall-Effekts wurde ebenfalls von E. H. Hall in den Ferromagneten Kobalt und Nickel ein deutlich größerer Effekt in der Querspannung beobachtet, der sich auf die Magnetisierung zurückführen lässt [67]. Basierend auf der Arbeit von E. M. Pugh und T. W. Lippert [143, 144] wurde folgender phänomenologischer Zusammenhang zwischen der Hall-Spannung und den Normalkomponenten des Magnetfelds  $H_z$  bzw. der Magnetisierung  $M_z$  gefunden [145]:

$$U_{\text{H}} = \mu_0 (R_0 H_z + R_{\text{s}} M_z) \frac{I_x}{d} \quad (3.14)$$

Die Literaturwerte für die so genannte anomale Hall-Konstante  $R_{\text{s}}$  für polykristalline Kobaltfilme bei Raumtemperatur liegt im Bereich  $R_{\text{s}}^{\text{Co}} = +(0,6..3) \cdot 10^{-9} \text{ m}^3/\text{C}$  [71, 146, 142]. Im Vergleich hierzu haben die normalen Hall-Konstanten von Co und Pt ein anderes Vorzeichen und sind betragsmäßig deutlich kleiner.

Es zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit von  $R_{\text{s}}$  von allen Parametern, die einen Einfluss auf den spezifischen Längswiderstand  $\rho$  haben. Dazu gehört insbesondere die Temperatur, die Schichtdicke der untersuchten Filme und deren Präparationsmethode, die die kristallinen Eigenschaften bestimmt. Bei sehr reinen polykristallinen Filmen ( $RRR = 66$ )<sup>15</sup> wurden unterhalb von 220 K sogar negative Werte beobachtet [71].

Beim Anlegen eines senkrechten Magnetfelds  $H_z$  an eine stromdurchflossene, ferromagnetische Probe zeigt sich folgendes phänomenologisches Verhalten [71]: Bei niedriger Feldstärke dominiert die Ausrichtung der Magnetisierung  $\mathbf{M}$  die Hall-Spannung aufgrund der Tatsache, dass  $|R_{\text{s}}| \gg |R_0|$  gilt. Nach Sättigung der Magnetisierung in Feldrichtung ( $M_z = M_{\text{s}}$ ) bleibt der von  $M_z$  abhängige anomale Term in Gl. 3.14 konstant, so dass die Hall-Spannung aufgrund des normalen Hall-Effekts eine leichte, lineare Abnahme mit der Feldstärke zeigt.

In der Regel wird in der Literatur statt der Hall-Spannung der (spezifische) Hall-Widerstand  $\rho_{\text{H}} := R_{\text{H}} \cdot d := U_{\text{H}}/I_x \cdot d$  angegeben.

Während der normale Hall-Effekt im Wesentlichen von der Lorentz-Kraft hervorgerufen wird, ist für den AHE die Spin-Bahn-Wechselwirkung verantwortlich. Die erste Theorie zum AHE wurde von R. Karplus und J. M. Luttinger vorgestellt [68]. Sie beschreibt eine Bewegung der Leitungselektronen senkrecht zur Stromrichtung aufgrund der Bandstruktur in einem idealen Kristallgitter. Da dieser Effekt ohne Streuung der Leitungselektronen auftritt, spricht man vom *intrinsischen* Beitrag zum AHE [145]. Später wurden auch *extrinsische* Beiträge beschrieben, die von einer Asymmetrie bei der Streuung von Leitungselektronen aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung hervorgerufen werden. Zu

---

<sup>15</sup>Das Restwiderstandsverhältnis (Engl.: residual resistance ratio ( $RRR$ )) ist das Verhältnis der spezifischen Widerstände einer Probe bei Raumtemperatur und bei 4,2 K:  $RRR = \rho(RT)/\rho(4,2 \text{ K})$ . Es ist ein Maß für die temperaturunabhängigen Beiträge zum Widerstand und somit für die kristalline Qualität.

den bekanntesten Arbeiten gehört die von J. Smit, in der eine asymmetrische Streuung<sup>16</sup> an Störstellen beschrieben ist. Es wird eine lineare Abhängigkeit der anomalen Hall-Konstante  $R_s$  vom spezifischen Längswiderstand vorhergesagt:  $R_s \propto \rho$  [147, 148]. Bald darauf wurde von L. Berger ein weiterer extrinsischer Beitrag gefunden, der einen seitlichen Versatz<sup>17</sup> der Ladungsträger bei der Streuung zur Folge hat [70]. Dieser Mechanismus zeigt eine quadratische Abhängigkeit vom Längswiderstand:  $R_s \propto \rho^2$ . In experimentellen Arbeiten wird die anomale Hall-Konstante häufig an folgendes exponentielles Gesetz angepasst:

$$R_s \propto \rho^\beta \tag{3.15}$$

Anhand des Exponenten  $\beta = 1..2$  wurde entschieden, welcher Mechanismus in den untersuchten Proben dominiert. Eine Übersicht über die frühen Theorien zum AHE findet sich in den Refs. [71, 70, 149]. Heutzutage werden zur Beschreibung des AHE semiklassische und quantentheoretische lineare Transporttheorien verwendet, die in den Refs. [145, 150] vorgestellt werden.

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass die oben genannten Theorien für homogene Systeme entwickelt wurden. In Vielschichtsystemen, wie sie in der vorliegenden Arbeit untersucht werden, und granularen Proben wurden Exponenten  $\beta$  in Gl. 3.15 gefunden, die nicht mit den bisherigen Theorien erklärt werden können [151, 152]. Um ein besseres Verständnis für die Ursache des AHE in diesen Systemen zu erlangen, wurde vorgeschlagen, statt der Abhängigkeit von  $R_s$  vom Gesamtwiderstand die Abhängigkeit von den einzelnen Streubeiträgen (Phononen, Verunreinigungen, Grenzflächen) zu untersuchen [153, 152, 154].

Ein genaues Verständnis der mikroskopischen Ursachen des AHE ist nicht erforderlich, um den Magnetisierungszustand der in dieser Arbeit untersuchten Proben aus den AHE-Messungen bestimmen zu können. Stattdessen ist die Kenntnis der phänomenologischen Zusammenhänge (siehe Gl. 3.14) ausreichend.

---

<sup>16</sup>Engl.: skew scattering

<sup>17</sup>Engl.: side jump

## 4 Probenpräparation

In diesem Kapitel wird die Herstellung der mittels Magnetotransports untersuchten Co/Pt-Schichtsysteme erläutert (Abschnitt 4.1). In Abschnitt 4.2 werden die magnetischen und strukturellen Eigenschaften der Proben beschrieben.

### 4.1 Herstellung von Kobalt-Platin-Schichtsystemen

In diesem Abschnitt werden zunächst die zur Herstellung der Proben verwendeten Zerstäubungstechniken vorgestellt (Abschnitt 4.1.1). Der Aufbau der mit diesen Techniken hergestellten Probenserie wird in Abschnitt 4.1.2 erläutert. Die für die Magnetotransportmessungen zum Einsatz kommende Drahtgeometrie und die elektrische Kontaktierung der Proben wird in Abschnitt 4.1.3 beschrieben.

#### 4.1.1 Verwendete Herstellungstechniken

Zur Herstellung der Kobalt-Platin-Schichtsysteme werden zwei verschiedene Methoden miteinander kombiniert. Eine Wachstumsschicht aus Platin wird mittels ECR<sup>18</sup>-Ionenstrahlzerstäubung (*ECR-Sputtern*) auf das Substrat aufgebracht. Diese ECR-Platinschicht weist eine ausgeprägte (111)-Textur auf [80]. Die nachfolgenden Kobalt- und Platinschichten werden mit Gleichstrom-Magnetron-Plasmazerstäubung (*DC-Magnetron-Sputtern*) hergestellt, wodurch im Vergleich zur ECR-Technik schärfere Grenzflächen erzeugt werden.

Es wurde gezeigt, dass die Kombination dieser beiden Herstellungsmethoden zu einem texturierten Schichtaufbau mit scharfen Grenzflächen führt, wodurch die magnetokristalline- und die Grenzflächenanisotropie gegenüber einer Herstellung mit nur einer dieser Techniken erhöht ist [84, 82].

Bei beiden Techniken wird die Schichtherstellung bei Raumtemperatur durchgeführt. Als Substrat wird ausschließlich thermisch oxidiertes Silizium verwendet. Die Wafer weisen eine Gesamtdicke von 525  $\mu\text{m}$  auf, die Oxidschicht ist 300 nm dick.

Im Folgenden werden die beiden Herstellungstechniken kurz beschrieben. Beim ECR-Sputtern wird eine Mikrowelle von einem Magnetron erzeugt und über eine Antenne in eine Plasmakammer eingekoppelt. In dieser Kammer befindet sich ein permanentes Magnetfeld, das freie Elektronen auf eine helikale Bahn zwingt, auf der sie mit der Zyklotronfrequenz umlaufen. Über eine Zuleitung wird Argon in die Plasmakammer geleitet. Stimmt die Frequenz der Mikrowelle mit der Zyklotronfrequenz überein, wird Energie von der Mikrowelle resonant auf die Elektronen übertragen, die dadurch in der Lage sind, Argonatome zu ionisieren. Diese Argon-Ionen werden über eine Hochspannung auf ein Platin-Target beschleunigt, das dadurch zerstäubt wird. Die aus dem Target gelösten Platinatome legen sich unter anderem auf dem Substrat nieder, das in einem Abstand

---

<sup>18</sup>Engl.: electron cyclotron resonance

von 10 cm planparallel über dem Target positioniert wird. Der Aufbau der ECR-Quelle ist in den Refs. [155, 80] genauer beschrieben.

Der Arbeitsdruck während des ECR-Sputterns beträgt  $2 \cdot 10^{-4}$  mbar. Die Ionen werden mit einer Spannung von 1,2 kV auf das Target beschleunigt, wodurch eine Auftragsrate von ungefähr 0,07 nm/s erzielt wird. Während der Herstellung lässt sich die Schichtdicke über die Messung der auf dem Target deponierten Ladung kontrollieren.

Beim DC-Magnetron-Sputtern wird das Plasma direkt vor dem Target erzeugt. Auch hier wird die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen vor dem Target durch ein permanentes Magnetfeld erhöht. Dadurch steigt die Ionisationswahrscheinlichkeit der in die Kammer geleiteten Argonatome an dieser Stelle. Das Target befindet sich auf einer negativen Hochspannung, so dass die erzeugten Argon-Ionen in dessen Richtung beschleunigt werden und Material abtragen. Dieses wird wie beim ECR-Sputtern teilweise auf dem Substrat abgeschieden, das sich ebenfalls in 10 cm Abstand zum Target befindet.

Während das Magnetron in Betrieb ist, wird der Ionenstrom, der auf das Target trifft, konstant auf einem Wert von 30 mA für Platin bzw. 50 mA für Kobalt gehalten. Je nach Abnutzung der Targets beträgt die Energie zwischen 450 eV und 600 eV für Platin bzw. etwa 300 eV für Kobalt. Bei einem Arbeitsdruck von  $3,3 \cdot 10^{-3}$  mbar werden Auftragsraten von etwa 0,07 nm/s für Platin und 0,03 nm/s für Kobalt erzielt. Die Auftragsraten wurden über Röntgenreflektometrie (XRR) kalibriert. Die Kalibrierung wurde mittels Rasterkraftmikroskops (AFM) und energiedispersiver Röntgenanalyse (EDX) überprüft. Das zylindrische Target im Platin-Magnetron<sup>19</sup> hat einen Durchmesser von 2,54 cm und eine Dicke von 3 mm. Das Target im Kobalt-Magnetron<sup>20</sup> hat den doppelten Durchmesser und besitzt ebenfalls eine Dicke von 3 mm.

Weitere Informationen zum Magnetron-Sputtern finden sich in den Refs. [156, 157]. Der Aufbau der verwendeten Präparationskammer ist in den Refs. [82, 92] beschrieben. Dort werden auch die Unterschiede zwischen den Eigenschaften der Filme erörtert, die mittels ECR- bzw. Magnetron-Plasmazerstäubung hergestellt werden.

#### 4.1.2 Hergestellte Probenserie

Für die Untersuchung des Magnetotransports wurden Kobaltfilme mit einer variablen Dicke von  $d_{Co} = 0,8..50$  nm mittels DC-Magnetron-Sputterns auf einer ECR-Platin-Wachstumsschicht hergestellt.

Da der AMR und der AHE, die zur magnetischen Charakterisierung der Proben verwendet werden, in der Kobaltschicht entstehen, stellt die Platinschicht einen unvermeidlichen Nebenschlusswiderstand<sup>21</sup> dar. Dieser sollte minimiert werden, um ein möglichst großes MR-Signal zu erhalten. Gleichzeitig muss die Platinschicht aber eine gewisse Mindestdicke haben, um eine optimale Textur und Grenzflächenqualität der Probe zu gewährleisten. H. Stillrich hat in seiner Dissertation gezeigt, dass eine ECR-Platin-Wachstumslage ab 4 nm

---

<sup>19</sup>aja international, Inc. A 310-XP

<sup>20</sup>aja international, Inc. A 320-XP

<sup>21</sup>Engl.: shunt

Dicke diesen Zweck erfüllt [82]. Nach der Herstellung der Wachstumslage ist ein Transfer der Probe von der ECR- in die Magnetronkammer erforderlich.

Um einen Einfluss der Adsorbate, die sich möglicherweise während des Transfers auf der Probe abscheiden, auf die magnetischen Eigenschaften zu verhindern, wird unmittelbar vor der ersten Kobaltschicht eine 1 nm dicke Platinlage mittels Magnetron-Sputterns hergestellt [82].

Um eine Kontamination der Proben an Luft zu verhindern, wird zuletzt eine 3 nm dicke Platin-Deckschicht aufgebracht. Es hat sich erwiesen, dass diese Schichtdicke zur Gewährleistung gleichbleibender magnetischer Eigenschaften der Proben über mehrere Jahre hinweg ausreichend ist. Zusammenfassend lautet der Schichtaufbau für die hergestellte Probenserie zur Untersuchung des Magnetotransports:



### 4.1.3 Probengeometrie für MR-Messungen

Um für die Transportmessungen eine definierte und reproduzierbare Probengeometrie zu erzielen, wird bei der Herstellung der Kobalt-Platin-Schichten eine Schattenmaske auf das Substrat gelegt. Diese besteht aus einer 100  $\mu\text{m}$  dicken Aluminiumfolie, in die mittels Laserschneiders eine Drahtgeometrie von 0,5 mm Breite und 6 mm Länge strukturiert wurde<sup>22</sup>. Zur Kontaktierung des Co/Pt-Drahts werden mit Hilfe einer zweiten Maske 100 nm dicke Goldkontakte aufgebracht. Als Haftvermittler wird eine 20 nm dünne Chromschicht eingesetzt. Es werden insgesamt sechs Kontakte hergestellt, die zum Einprägen des Messstroms sowie zur Messung der Quer- und Längsspannung dienen. Der Abstand der Kontakte, an denen die Längsspannung gemessen wird, beträgt 4 mm. Um die Kontaktmaske zielgenau über der Drahtprobe positionieren zu können, wurde ein Probenträger konstruiert, mit dem sich die Probe lateral unter dem Deckel, an dem die Maske befestigt ist, verschieben lässt. In Abb. 4.1 ist dieser Probenträger zusammen mit dem Design der Masken und der resultierenden Probengeometrie gezeigt.

Neben der für die MR-Untersuchungen vorgesehenen Drahtproben werden mehrere Referenzproben hergestellt, die vor der Filmherstellung auf den Deckel des Probenträgers geklebt werden. Diese Proben dienen zur magnetischen Charakterisierung mittels magneto-optischen Kerr-Effekts (MOKE) sowie zur Durchführung von Röntgen-Strukturuntersuchungen (siehe Abschnitt. 4.2).

Zur Durchführung der MR-Messungen müssen die Proben elektrisch kontaktiert werden. Um eine einfache Handhabung der Proben zu ermöglichen, werden sie auf Chipträger<sup>23</sup> geklebt. Die elektrische Verbindung zwischen den Kontakten auf der Probe und den Kontakten des Chipträgers wird mittels Ultraschall-Drahtbondens hergestellt. In Abb. 4.2 ist eine fertig präparierte und kontaktierte Probe in einem Chipträger gezeigt.

---

<sup>22</sup>multiflex GmbH

<sup>23</sup>factronix GmbH

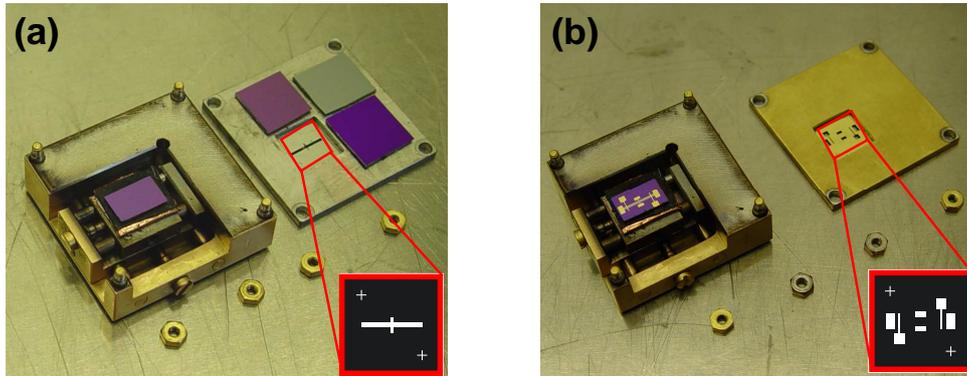


Abbildung 4.1: (a) Probenträger zur Herstellung der Drahtgeometrie für die Magneto-transportuntersuchungen an Co/Pt-Schichtsystemen. Auf dem Probenträger (links) befindet sich ein  $\text{SiO}_2$ -Substrat, das sich über die beiden Stellschrauben relativ zum Träger verschieben lässt. Die Schattenmaske (Design siehe rotes Rechteck) befindet sich an der Unterseite des Deckels (rechts), der vor dem Einbau in die Präparationskammer auf dem Probenträger fixiert wird. Auf dem Deckel sind verschiedene andere Substrate aufgeklebt, die als Referenzproben zur magnetischen und strukturellen Charakterisierung genutzt werden können. (b) Zur Aufbringung der Chrom-Gold-Kontakte wird ein zweiter Deckel mit einer anderen Maske verwendet, deren Design rechts unten vergrößert gezeigt ist. Auf dem Probenträger befindet sich eine fertig präparierte Probe mit Co/Pt-Draht und Goldkontakten.

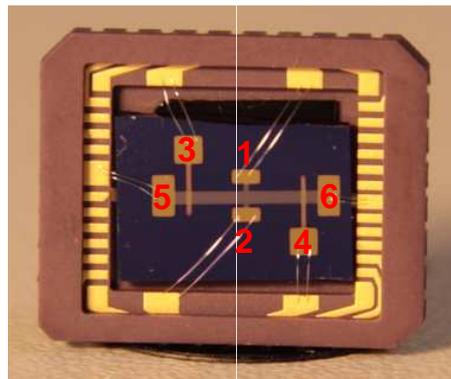


Abbildung 4.2: Kontaktierte Probe in einem Chipträger. Da sich einzelne Bonds lösen oder einen schlechten elektrischen Kontakt aufweisen könnten, werden stets doppelte Bonds gesetzt. Die roten Ziffern bezeichnen die Kontaktpads. Die Querspannung wird zwischen den Kontakten 1 und 2, die Längsspannung zwischen den Kontakten 3 und 4 abgegriffen. Der Strom fließt zwischen den Kontakten 5 und 6.

## 4.2 Magnetische und strukturelle Charakterisierung der hergestellten Probenserie

Nachdem die Herstellung der Proben und deren Design nun beschrieben sind, werden im Folgenden die strukturellen und magnetischen Eigenschaften vorgestellt. Dafür werden zunächst in Abschnitt 4.2.1 die angewendeten Röntgen-Untersuchungsmethoden erklärt, deren Ergebnisse in Abschnitt 4.2.2 zusammengefasst sind. Das Ummagnetisierungsverhalten bzw. die Anisotropie der Proben wird in den Abschnitten 4.2.3 bzw. 4.2.4 dargestellt.

### 4.2.1 Strukturuntersuchungen mittels Röntgendiffraktometers

Um die magnetischen Eigenschaften der hergestellten Proben verstehen zu können, müssen zunächst die strukturellen Eigenschaften wie die Textur, eventuell vorhandene Verspannungen und die Grenzflächenqualität untersucht werden. Diese haben einen entscheidenden Einfluss auf die magnetische Anisotropie der Proben (siehe Abschnitt 2.2).

Die kristalline Struktur wurde in Kooperation mit der Arbeitsgruppe von A. Schreyer vom Helmholtz-Zentrum Geesthacht mittels Röntgendiffraktion (XRD) und Röntgenreflektometrie (XRR) untersucht. Die Messungen wurden an einem kommerziellen Röntgen-Diffraktometer<sup>24</sup> von D. Lott und W. Kreuzpaintner durchgeführt. Da die Ergebnisse dieser Untersuchungen bereits ausführlich in Ref. [92] diskutiert wurden, soll an dieser Stelle nur die Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse präsentiert werden, die für ein Verständnis der kristallinen Struktur der vorliegenden Probenserie notwendig sind. Eine Einführung in die verwendeten Messtechniken findet sich in den Refs. [158, 159, 92] und den darin genannten Referenzen.

In Abb. 4.3 ist die Funktionsweise des Aufbaus schematisch dargestellt. Röntgenquelle und Detektor befinden sich unter dem gleichen Winkel  $\theta$  zur Probenoberfläche ( $\omega = 0$ ). Die Probe kann zusätzlich um den Winkel  $\omega$  verkippt werden, so dass auch die Röntgenstrahlung detektiert werden kann, die von gegenüber der Probenebene verkippten Kristalliten spiegelnd reflektiert wird.

Bei der Röntgendiffraktion (XRD) wird die Probe unter dem Einfallswinkel  $\theta$  mit Röntgenstrahlung der Wellenlänge  $\lambda = 1,5406 \text{ \AA}$  (Cu  $K\alpha$ -Linie) bestrahlt. An den einzelnen Gitterebenen wird die Strahlung gebeugt, es bilden sich konstruktive Interferenzen unter den Winkeln  $\theta$ , die die Bragg-Bedingung erfüllen [97]:

$$2d_{[hkl]} \sin \theta = n\lambda \quad (4.1)$$

Hierbei ist  $d_{[hkl]}$  der Abstand der Gitterebenen in der Richtung, die durch die Miller'schen Indizes  $h, k, l$  angegeben wird und  $n$  die Ordnung der konstruktiven Interferenz. Das bedeutet, dass in bestimmten Richtungen  $\theta$  Intensitätsmaxima auftreten, aus denen sich der

---

<sup>24</sup>Bruker AXS-D8 Advance Röntgendiffraktometer

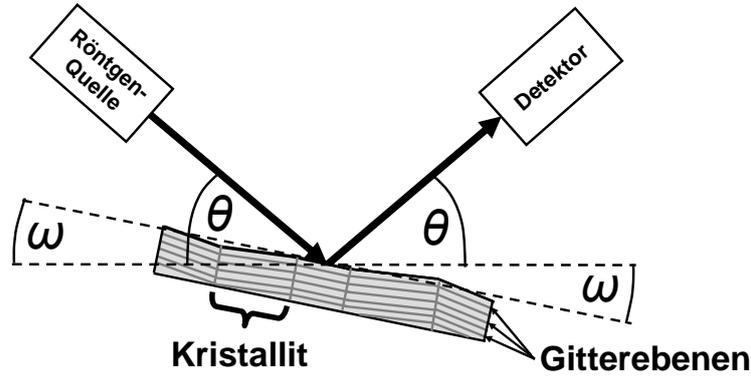


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Messgeometrie des Röntgendiffraktometers.

jeweilige Gitterabstand berechnen lässt. Aus den Gitterkonstanten von Platin ( $a_{\text{Pt, fcc}} = 0,392 \text{ nm}$ ) und Kobalt ( $a_{\text{Co, fcc}} = 0,352 \text{ nm}$ ,  $a_{\text{Co, hcp}} = 0,251 \text{ nm}$ ,  $c_{\text{Co, hcp}} = 0,407 \text{ nm}$ ) folgen die zu erwartenden Gitterabstände der relaxierten Gitter  $d_{\text{Pt, fcc}(111)}^{\text{Vol}} = 0,2263 \text{ nm}$  und  $d_{\text{Co, fcc}(111)}^{\text{Vol}} = 0,2038 \text{ nm}$  bzw.  $d_{\text{Co, hcp}(0001)}^{\text{Vol}} = 0,2035 \text{ nm}$  [101, 160]. Die Abstände der Gitterebenen von hcp- und fcc-Kobalt liegen so nahe beieinander, dass sie mit dem verwendeten Aufbau praktisch nicht zu unterscheiden sind.

In Tab 4.1 sind die im untersuchten Winkelbereich zu erwartenden Reflexe aufgezählt.

Gitter	Reflexposition ( $2\theta$ )
Pt-fcc(111)	$39,8^\circ$
Pt-fcc(200)	$46,28^\circ$
Co-fcc(111)	$44,42^\circ$
Co-fcc(200)	$51,75^\circ$
Co-hcp( $10\bar{1}0$ )	$41,51^\circ$
Co-hcp(0002)	$44,48^\circ$
Co-hcp( $10\bar{1}1$ )	$47,37^\circ$

Tabelle 4.1: Positionen der Reflexe in  $2\theta$ -Richtung für relaxierte Kobalt- und Platin-Kristallgitter im untersuchten Winkelbereich.

Die zu erwartende Intensität der Reflexionsmaxima ist einerseits proportional zur jeweiligen Schichtdicke, andererseits ist der Reflex von Kobalt um einen Faktor  $k = 0,14$  schwächer als der von Platin [92]. Bis zu einer Kobaltdicke von  $d_{\text{Co}} = 12 \text{ nm}$  liegt die Intensität des Kobaltreflexes unterhalb der Detektionsgrenze, weshalb in diesem Schichtdickenbereich mit XRD keine Aussage zur Struktur des Kobalts gemacht werden kann.

Im Gegensatz dazu ist für alle Proben der Pt(111)-Reflex zu beobachten. Für Kobalt-Schichtdicken von  $d_{\text{Co}} = 1..7 \text{ nm}$  tauchen zwei Reflexe auf, was sich im Rahmen der so genannten kinematischen Näherung zumindest für  $d_{\text{Co}} > 4 \text{ nm}$  erklären lässt [92]. In dieser Näherung werden Mehrfachstreuung, Absorption und die Interferenz zwischen dem

einfallenden Strahl und gestreuten Strahlen vernachlässigt [161].

Zusätzlich zu dem Winkel  $\theta$  kann in dem verwendeten Aufbau die Probe in der Einfallsebene um den Winkel  $\omega$  verkippt werden (siehe Abb. 4.3). Dies führt dazu, dass Kristallite zum Reflex beitragen, deren (111)- bzw. (0001)-Gitterebenen gegenüber der Probennormalen um  $\omega$  verkippt sind. Es sei darauf hingewiesen, dass die mit der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Methode hergestellten Proben zwar polykristallin sind, die einzelnen Kristallite aber bevorzugt in fcc(111)-Richtung wachsen [80, 82]. Innerhalb der Probenebene sind die Kristallrichtungen willkürlich verteilt. Der Grad der Ausrichtung der Kristallite entlang der Probennormalen nennt sich Textur, die durch einen so genannten *rocking scan*, bei dem  $\omega$  bei festem  $\theta$  variiert wird, bestimmt werden kann. Alle gemessenen Reflexe haben ihr Maximum bei  $\omega = 0^\circ$ , was auf eine ausgeprägte Textur schließen lässt.

In Abb. 4.4(a) ist eine so genannte Diffraktionskarte gezeigt, in der die Intensität der reflektierten Röntgenstrahlung in Abhängigkeit der Winkel  $\theta$  und  $\omega$  für eine Probe mit einer Kobaltdicke von 30 nm farbkodiert wiedergegeben ist. Es sind zwei deutliche Reflexe zu erkennen. Der Reflex bei  $2\theta \approx 39,5^\circ$  kann dem Platin zugeordnet werden und ist sowohl von den Halbwertsbreiten, als auch von der Intensität größer als der Kobalt-Reflex bei  $2\theta \approx 44,5^\circ$ . Dies ist noch besser in den Abb. 4.4(b) bzw. 4.4(c) zu erkennen, in denen die über  $\omega$  integrierte Beugungsintensität gegen  $2\theta$  bzw. die Form der Reflexe in  $\omega$ -Richtung dargestellt ist.

Aus der Halbwertsbreite der Reflexe  $B_{2\theta}$  in  $\theta$ -Richtung, die beispielhaft in Abb. 4.4(b) aus der Anpassung bestimmt wurde, lässt sich über die Scherrer-Gleichung die jeweilige Korngröße  $d_z^{\text{Korn}}$  in Wachstumsrichtung ( $z$ -Richtung) bestimmen [158, 162]:

$$d_z^{\text{Korn}} = \frac{0,94\lambda}{B_{2\theta} \cos \theta} \quad (4.2)$$

Allerdings könnte eine inhomogene Verspannung in der Probe zu einer Verbreiterung des Reflexes in  $\theta$ -Richtung führen. Die Textur der Proben schlägt sich in der Breite  $b_\omega$  der Reflexe in  $\omega$ -Richtung nieder, die für die Probe mit  $d_{\text{Co}} = 30$  nm in Abb. 4.4(c) gezeigt sind.

Die Ergebnisse der XRD-Untersuchungen werden im nächsten Abschnitt zusammen mit denen der Röntgen-Reflektometrie (XRR) vorgestellt. Zunächst soll aber auch diese Technik kurz erläutert werden. Bei der Reflektometrie wird derselbe Aufbau verwendet wie schon für die XRD-Messungen (siehe Abb. 4.3), allerdings ist der Winkel  $\theta$  typischerweise  $<10^\circ$ . Die relevanten Flächen, an denen der Röntgenstrahl reflektiert wird, sind nun nicht mehr die einzelnen Gitterebenen, sondern die Grenzflächen zwischen den unterschiedlichen Schichten der Probe (siehe Abb. 4.5(a)). Wie jede elektromagnetische Welle wird der Röntgenstrahl beim Übergang zu einem Medium mit unterschiedlichem Brechungsindex  $n$  sowohl reflektiert als auch nach dem Gesetz von Snellius gebrochen [159]:

$$n_1 \cos \theta_1 = n_2 \cos \theta_2 \quad (4.3)$$

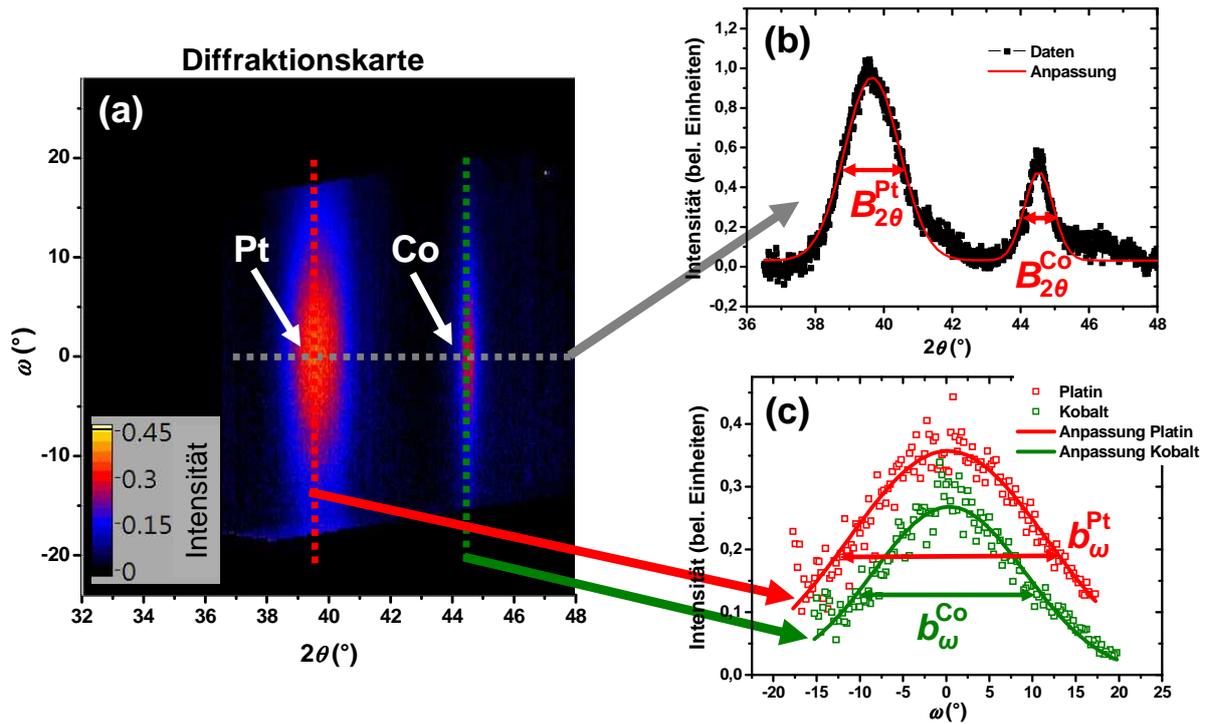


Abbildung 4.4: (a) Diffraktionskarte der Probe mit  $d_{\text{Co}} = 30$  nm. Die Intensität ist farbkodiert wiedergegeben. Die vertikalen gestrichelten Linien geben die Positionen der Schnitte an, die in (c) dargestellt sind. Die horizontale gestrichelte Linie symbolisiert die in (b) dargestellte, über  $\omega$  integrierte Beugungsintensität in Abhängigkeit von  $2\theta$ . Aus der angepassten Normalverteilung in (b) (rote Linie) ergeben sich die Halbwertsbreiten  $B_{2\theta}^{\text{Pt}} = (1,90 \pm 0,01)^\circ$  und  $B_{2\theta}^{\text{Co}} = (1,00 \pm 0,02)^\circ$ . (c) Schnitt durch den Platin-Reflex bei  $2\theta = 39,65^\circ$  (rot) und durch den Kobalt-Reflex bei  $2\theta = 44,5^\circ$  (grün) mit den jeweiligen Anpassungen, aus denen die Halbwertsbreiten  $b_\omega^{\text{Pt}} = (27,1 \pm 0,5)^\circ$  und  $b_\omega^{\text{Co}} = (20,8 \pm 0,4)^\circ$  bestimmt wurden.

Die an jeder Grenzfläche reflektierten Teilstrahlen interferieren miteinander, wodurch charakteristische Oszillationen in der reflektierten Intensität  $R$  entstehen. In der Regel wird  $R$  nicht gegen  $\theta$ , sondern gegen den Impulsübertrag in  $z$ -Richtung  $Q_z = 4\pi/\lambda \sin \theta$  aufgetragen. Aus der Periode dieser Oszillationen lässt sich direkt die jeweilige Gesamtschichtdicke  $d$  ablesen:  $\Delta Q_z = 2\pi/d$ . Die Schichtdicken der einzelnen Schichten sowie die Ausdehnung der Grenzflächenbereiche lassen sich nach einem Modell von L. G. Parrat bestimmen, das die Reflektivität einer Probe mit mehreren verschiedenen Schichten analytisch beschreibt [163, 159]. Da die Grenzflächen in den hergestellten Proben nicht perfekt sind, sondern eine gewisse Rauigkeit und eine Interdiffusion von Atomen aus benachbarten Schichten aufweisen, ändert sich der Brechungsindex nicht abrupt, sondern kontinuierlich im Bereich einer Grenzfläche. Diese Tatsache beeinflusst ebenfalls die genaue Form der Reflektivitätskurve  $R(Q_z)$ , die mit der Software PARRAT32 [164] angepasst werden kann. In Abb. 4.5(b) ist beispielhaft die (spiegelnde) Reflektivität  $R(Q_z)$  der Probe mit  $d_{\text{Co}} = 12$  nm zusammen mit der PARRAT32-Anpassung dargestellt. Die Anpassung beschreibt den Verlauf der Kurve sehr gut. Es ergibt sich eine Gesamtschichtdicke von 20,6 nm, was 3% über der beabsichtigten Schichtdicke liegt. Die Co/Pt-Grenzflächenbereiche haben eine Dicke von etwa  $(4 \pm 1)$  Å, die sich aus Rauigkeit und Interdiffusion zusammensetzt.

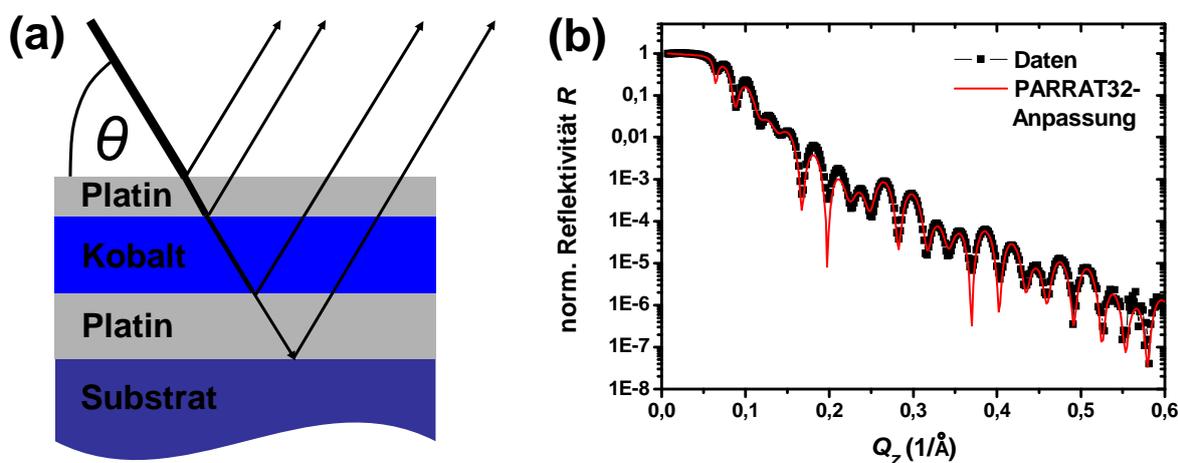


Abbildung 4.5: (a) Nicht maßstabsgetreue Skizze des Probenaufbaus mit Einfalls- und Ausfallsrichtung der Röntgenstrahlung (schwarze Pfeile). Je nach Einfallswinkel  $\theta$  wird bei der XRR an den Grenzflächen ein Teil der Strahlung reflektiert, der andere Anteil wird nach dem Gesetz von Snellius (siehe Gl. 4.3) gebrochen. Die von den unterschiedlichen Grenzflächen reflektierten Teilstrahlen interferieren miteinander, wodurch ein charakteristisches Interferenzmuster in der reflektierten Intensität  $R$  entsteht. (b) Normierte Reflektivität  $R$  der Probe mit  $d_{\text{Co}} = 12$  nm (schwarz) und Anpassung mit PARRAT32 (rot).

## 4.2.2 Ergebnisse der XRD- und XRR-Untersuchungen

Die XRD-Spektren aller Proben weisen fcc-Pt(111)-Reflexe auf, während fcc(200)-Reflexe nicht beobachtet wurden. Dies deutet auf eine ausgeprägte fcc-(111)-Struktur des Platins hin, da ansonsten beide Reflexe mit vergleichbarer Intensität auftreten müssten [165].

Für mittlere Kobaltdicken  $1 \leq d_{\text{Co}} \leq 7$  nm teilt sich der Platin-Reflex in mehrere Sub-Reflexe auf. Dies lässt sich im Rahmen der kinematischen Näherung erklären, was darauf hindeutet, dass einkristalline Phasen in Wachstumsrichtung existieren [92]. Mit der Scherrer-Gleichung (Gl. 4.2) wurde aus der Gesamtbreite des Pt-Reflexes eine Ausdehnung dieser Phasen in Wachstumsrichtung von 5 nm bestimmt, was der Dicke der Wachstumsschicht entspricht. Das bedeutet, dass die Platin-Reflexe im XRD-Spektrum von der Pt-Wachstumsschicht dominiert werden, während der Einfluss der Pt-Decklage praktisch zu vernachlässigen ist [92]. Deshalb beziehen sich die Aussagen über das Wachstum von Platin in diesem Abschnitt ausschließlich auf die Wachstumsschicht.

Aus der Position der Reflexe in  $2\theta$ -Richtung wurde ein mittlerer Gitterebenenabstand in Wachstumsrichtung von  $d_{\text{Pt,fcc}(111)} = (2,278 \pm 0,003)$  Å bestimmt. Dieser Wert wurde in allen Pt/Co/Pt-Proben und insbesondere auch für einen reinen Platin-Film, der analog zur verwendeten Wachstumsschicht mittels ECR-Sputterns hergestellt wurde und eine Dicke von 5 nm hat, gefunden. Es ist also davon auszugehen, dass diese Verspannung von 0,7 % gegenüber dem Volumenkristall ( $d_{\text{Pt,fcc}(111)}^{\text{Vol}} = 2,263$  Å) durch den Herstellungsprozess und nicht durch das nachträgliche Aufbringen der Kobaltschicht entsteht [166].

Die [111]-Richtungen der Pt-Kristallite aller Proben sind um das Maximum bei  $\omega = 0$  normalverteilt, was ebenfalls auf eine ausgeprägte Textur des Platins deutet. Die Breite dieser Verteilung (FWHM<sup>25</sup>) ist unabhängig von der Kobaltdicke und beträgt  $(23 \pm 2)^\circ$ .

Da der Kobalt-Reflex mit dem vorhandenen experimentellen Aufbau erst ab einer Kobaltschichtdicke von 12 nm zu beobachten ist, gelten die folgenden Aussagen entsprechend nur für große Schichtdicken. Die Position des Kobalt-Reflexes ist unabhängig von der Schichtdicke und entspricht einem Gitterebenenabstand von  $(2,034 \pm 0,004)$  Å. Der Vergleich mit den entsprechenden Werten für den Volumenkristall ( $d_{\text{Co,hcp}(0001)}^{\text{Vol}} = 2,035$  Å,  $d_{\text{Co,fcc}(111)}^{\text{Vol}} = 2,038$  Å) zeigt, dass die Kobaltschichten praktisch keine Verspannung aufweisen. Die Breite der Reflexe in  $2\theta$ -Richtung konnte erst ab  $d_{\text{Co}} = 20$  nm quantitativ ausgewertet werden [92]. Oberhalb dieser Grenze ergibt sich unabhängig von der Kobaltdicke eine konstante Breite, die auf Phasen kohärenten Wachstums mit einer Kohärenzlänge von etwa 15 nm schließen lässt. Dies zeigt, dass die kristalline Ordnung zumindest in den dicken Kobaltschichten reproduzierbar ist.

Die mittels hochauflösenden REM-Aufnahmen bestimmte laterale Korngröße beträgt  $(11 \pm 2)$  nm. Auch dieser Wert ist bei allen hergestellten Proben gleich und wird wahrscheinlich wieder von der Wachstumsschicht generiert. In Kombination mit den XRD-Ergebnissen lässt sich hieraus schließen, dass die Proben wahrscheinlich ein säulenartiges

---

<sup>25</sup>Engl.: full width at half maximum

Wachstum mit ausgeprägter Textur aufweisen, wie es bereits häufig für Co/Pt-Systeme gefunden wurde [79, 167, 168, 169, 80].

Aktuell werden XRD-Untersuchungen von meinem Kollegen G. Winkler durchgeführt, bei denen die Probennormale um den Winkel  $\chi$  aus der Einfallsebene der Röntgenstrahlung gedreht wird. Auf diese Weise lässt sich die Bragg-Bedingung für Gitterebenen erfüllen, die deutlich gegenüber der Wachstumsrichtung verkippt sind. Als vorläufiges Ergebnis zeigt sich für die Probe mit  $d_{\text{Co}} = 50$  nm im Bereich von  $30^\circ < \chi < 50^\circ$  der bereits beobachtete Co-Reflex (hcp(0002) oder fcc(111)) an der zu erwartenden Stelle bei  $2\theta \approx 44,5^\circ$  (siehe Abb. 4.4(a) bzw. Tab. 4.1). Gleichzeitig ist der fcc(200)-Reflex bei  $2\theta \approx 52^\circ$  fast ebenso intensiv ausgeprägt. Dies deutet darauf hin, dass zumindest ein großer Teil der Kobaltschicht in fcc-Struktur vorliegt. Darüber hinaus deutet das völlige Fehlen des hcp(10 $\bar{1}$ 1)-Reflexes im untersuchten Winkelbereich von  $0^\circ < \chi < 60^\circ$  darauf hin, dass das Kobalt nicht in hcp-Struktur vorliegt. Insgesamt sind dies deutliche Hinweise darauf, dass die 50 nm dicke Kobaltschicht größtenteils in fcc-Struktur vorliegt.

Die Qualität der Grenzflächen wurde mittels XRR untersucht. Dabei wurde eine mittlere Breite der Grenzflächenbereiche von  $(7 \pm 2)$  Å gefunden, was 3-4 Atomlagen entspricht. Ab einer Schichtdicke von etwa 0,8 nm kann die Kobaltschicht demnach als zusammenhängend angesehen werden. Hierbei lässt sich zunächst nicht zwischen Rauigkeit und Interdiffusion unterscheiden. Allerdings lassen sich beide Anteile mit der Messung der nicht-spiegelnden Reflektivität trennen. Man macht sich dabei zunutze, dass die Röntgenstrahlung an Grenzflächenrauigkeiten diffus gestreut wird. Dies trifft jedoch nicht auf die in lateraler Richtung homogene Interdiffusion zu [159]. Durch die Verkipfung der Probe um den Winkel  $\omega$  (siehe Abb. 4.3) lässt sich die diffuse Reflektivität der Probe messen und mit der Software TRDS\_SL<sup>26</sup> der Anteil der Rauigkeit von  $(2 \pm 1)$  Å an der Gesamtdicke der Grenzflächen bestimmen. Damit ergibt sich eine Interdiffusionsbreite von  $(5 \pm 2)$  Å. Diese Werte sind jeweils dickenunabhängig, also kann davon ausgegangen werden, dass der Einfluss der Grenzflächenbeschaffenheit auf die magnetischen Eigenschaften bei allen Proben ungefähr gleich ist. Ähnliche Werte wurden bereits in anderen Untersuchungen zu Co/Pt-Schichtsystemen gefunden [170, 168, 79, 171, 169, 80].

Die Oberflächenrauigkeit der Filme wurde mittels AFM untersucht. Entsprechend der Rauigkeit der verwendeten Substrate und der gefundenen Grenzflächenrauigkeiten wurde ein Wert von  $(3 \pm 2)$  Å gemessen.

Neben den Einzellagen wurden in Ref. [92] auch Co/Pt-Multilagen untersucht, die mit der in Abschnitt 4.1.2 genannten Methode hergestellt wurden und eine Kobaltdicke von  $d_{\text{Co}} = 0,8$  nm aufweisen. Da bei diesen Multilagen ein gemeinsamer Reflex für Co und Pt gemessen wird, lässt sich der Gitterebenenabstand für Kobalt selbst bei dieser geringen Co-Schichtdicke bestimmen. Es zeigt sich, dass dessen Wert näher an demjenigen von relaxiertem Platin als an dem von relaxiertem Kobalt liegt. Aufgrund der Interdiffusion an den Grenzflächen muss davon ausgegangen werden, dass die Kobaltschicht zum großen

---

<sup>26</sup>[sergey.gmca.aps.anl.gov/TRDS\\_sl.html](http://sergey.gmca.aps.anl.gov/TRDS_sl.html)

Teil mit Platin durchmischt ist. Es handelt sich also eher um eine CoPt-Legierung, deren Gitterkonstante in erster Näherung von der jeweiligen Konzentration der Elemente abhängt [172, 173].

Eine starke Verspannung bei kleinen Kobaltdicken, die durch Gitterrelaxationen komplett im Bereich bis 5 nm abgebaut wird, wurde bereits von Zhang et al. für Co/Pt-Multilagen beschrieben [174, 175].

Wie bereits erwähnt konnten mit den eingesetzten Methoden keine Kobalt-Reflexe in der Röntgendiffraktion für  $d_{\text{Co}} < 12$  nm beobachtet werden. Der Verspannungsabbau und die Kristallstruktur des Kobalts bei kleineren Schichtdicken könnten in Zukunft mittels SXRD<sup>27</sup>- und EXAFS<sup>28</sup>-Untersuchungen an Röntgenquellen mit höheren Strahlungintensitäten, wie sie beispielsweise an einem Synchrotron zur Verfügung stehen, untersucht werden [176, 177, 178, 179, 159].

### 4.2.3 Ummagnetisierungsverhalten

Zur Messung des Ummagnetisierungsverhaltens der hergestellten Co/Pt-Schichtsysteme wird der magnetooptische Kerr-Effekt (MOKE) genutzt. Dieser tritt bei der Reflexion von polarisiertem Licht an einer magnetischen Oberfläche auf. Dabei ändert sich einerseits die Elliptizität  $\epsilon$ , andererseits wird die große Halbachse dieser Ellipse gegenüber derjenigen des einfallenden Strahls um den Winkel  $\Theta$  verkippt. Sowohl  $\epsilon$  als auch  $\Theta$  sind proportional zur Magnetisierung der Probe. Da der verwendete Laser in einem Einfallswinkel von  $45^\circ$  auf die Probe trifft, ist der verwendete Aufbau gleichzeitig sensitiv auf die polare und longitudinale Magnetisierungskomponente. Wird das Magnetfeld senkrecht zur magnetischen Vorzugsrichtung (im Folgenden auch *harte Richtung* genannt) angelegt, kann es aufgrund einer unvermeidlichen Fehlausrichtung des Magnetfelds zu einem Umschalten der Magnetisierung entlang der Vorzugsrichtung (*leichte Richtung*) kommen. In diesem Fall muss die Messung mit invertiertem Strahlengang wiederholt werden, damit die überlagerten Anteile des longitudinalen und polaren Kerr-Effekts separiert werden können [180]. Eine detaillierte Beschreibung des verwendeten MOKE-Experiments findet sich in Ref. [82]. Die theoretischen Grundlagen des magnetooptischen Kerr-Effekts werden in Ref. [181, 182] ausführlich beschrieben.

In Abb. 4.6 sind MOKE-Messungen zweier repräsentativer Proben mit  $d_{\text{Co}} = 0,8$  nm und  $d_{\text{Co}} = 2$  nm dargestellt. Das Ummagnetisierungsverhalten in der jeweils harten Richtung der Magnetisierbarkeit ist groß dargestellt und zeigt bei beiden Proben eine geschlossene Kurve mit einem näherungsweise linearen Anstieg des Kerr-Signals mit wachsendem Feld. Dieser geht in eine Sättigung über, sobald die Magnetisierung entlang der Richtung des angelegten Magnetfelds ausgerichtet ist. Der lineare Anstieg zeigt, dass es sich beim Modus der Ummagnetisierung um kohärente Rotation handelt. Das Ummagnetisierungsverhalten in der leichten Richtung zeigt bei beiden Proben eine geöffnete Hysterese

---

<sup>27</sup>surface X-ray diffraction

<sup>28</sup>extended X-ray absorption fine structure

mit einem relativ kleinen Koerzitivfeld unter 20 mT. Die Ummagnetisierung ist also irreversibel und erfolgt durch Nukleation von Domänen mit der vom Feld begünstigten Magnetisierungsrichtung, die sich durch Domänenwandverschiebung rapide vergrößern, bis alle anders ausgerichteten Domänen annihiliert sind [183]. Es ist zu beachten, dass das Wechselspiel aus konstanter Formanisotropie auf der einen Seite und mit wachsender Kobaltdicke abnehmender Grenzflächenanisotropie auf der anderen Seite für einen Spinreorientierungsübergang (SRT<sup>29</sup>) bei einer bestimmten Kobaltdicke  $d_{\text{SRT}}$  sorgt. An den Abb. 4.6(a) und (b) ist zu erkennen, dass diese kritische Dicke zwischen 0,8 nm und 2 nm liegt. Im folgenden Abschnitt werden die Anisotropiekonstanten der Proben und die genaue Position des SRT ermittelt.

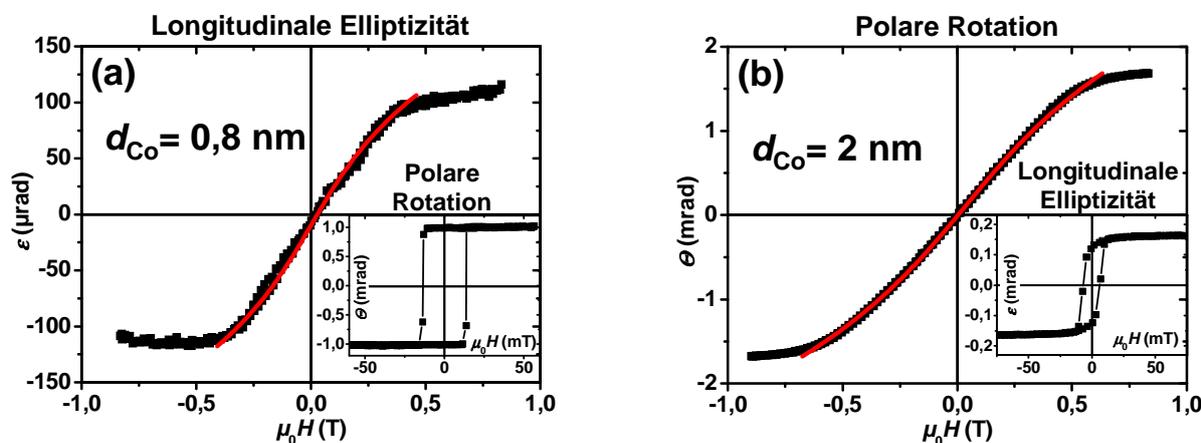


Abbildung 4.6: Mittels MOKE aufgenommene Ummagnetisierungskurven von Co/Pt-Einzellagen mit dem Schichtaufbau 5 nm Pt /  $d_{\text{Co}}$  / 3 nm Pt. (a) Longitudinale Elliptizität (groß) und polare Rotation (klein) der Probe mit  $d_{\text{Co}} = 0,8$  nm. (b) Polare Rotation (groß) und longitudinale Elliptizität (klein) der Probe mit  $d_{\text{Co}} = 2$  nm. Die roten Linien stellen Anpassungen nach den Gln. 2.15 und 2.17 dar, aus denen die Anisotropiekonstanten bestimmt werden (siehe Abschnitt 4.2.4).

#### 4.2.4 Bestimmung der Anisotropie

Experimentell werden die Anisotropiekonstanten 1. und 2. Ordnung aus dem Ummagnetisierungsverhalten in harter Richtung durch Anpassung an die Gln. 2.15 und 2.17 bestimmt. Diese sind kubische Funktionen des Magnetfelds in Abhängigkeit der Magnetisierungs-komponente in Feldrichtung. Experimentell wird hingegen die Magnetfeldkomponente in Abhängigkeit des angelegten Magnetfelds gemessen.

Da das maximale Magnetfeld des verwendeten MOKE-Aufbaus von  $\pm 800$  mT nicht ausreicht, um die Proben mit einer Kobaltdicke  $d_{\text{Co}} > 3,2$  nm in harter Richtung zu sättigen,

<sup>29</sup>Engl.: spin reorientation transition

konnte die Anisotropie dickerer Kobalt-Filme mittels MOKE nicht bestimmt werden. Die Bestimmung mittels anomalen Hall-Effekts (AHE) ist hingegen nur bei den Proben mit in der Filmebene liegender magnetischer Vorzugsrichtung möglich ( $d_{\text{Co}} > d_{\text{SRT}}$ ), da der AHE nur auf die senkrechte Magnetisierungskomponente sensitiv ist (siehe Abschnitt 3.2.5). Diese Messungen wurden im MR-Aufbau (siehe Abschnitt 5.1) durchgeführt, in dem ausreichend große Magnetfelder zur Verfügung stehen.

Die mit MOKE oder AHE aufgenommenen Messkurven (siehe z.B. Abschnitt 4.2.3) müssen also invertiert werden, um durch Anpassung nach den Gln. 2.15 und 2.17 die Anisotropiekonstanten bestimmen zu können. Als Maß für die normierte Magnetisierungskomponente parallel zur Probenebene  $m_{\parallel} = M_{\parallel}/M_s$  wird die dazu proportionale longitudinale Kerr-Elliptizität  $\epsilon/\epsilon_s$  verwendet, wobei  $\epsilon_s$  das Sättigungssignal der MOKE-Messung ist. Analog wird  $m_{\perp} = M_{\perp}/M_s$  durch die normierte polare Kerr-Rotation  $\Theta/\Theta_s$  bzw. den normierten Hall-Widerstand  $R_{\text{AHE}}/R_{\text{AHE},s}$  (siehe Abschnitt 3.2.5) bestimmt.

Für die Bestimmung der Anisotropie wurde eine konstante Sättigungsmagnetisierung von  $M_s^{\text{Co,Vol}} = 1,4 \text{ MA/m}$  angenommen [93]. Die Untersuchung der hergestellten Proben mittels Messung der ferromagnetischen Resonanz (FMR) hat gezeigt, dass  $M_s$  für Kobaltdicken oberhalb von 4 nm im Rahmen der Messgenauigkeit diesem Wert entspricht [92]. Für kleinere Schichtdicken ist die Sensitivität des verwendeten FMR-Aufbaus zu gering. Allerdings wurde für polykristalline Co/Pt-Multilagen gezeigt, dass die Sättigungsmagnetisierung oberhalb einer Kobaltdicke von etwa 0,8 nm in guter Näherung konstant ist und dem angegebenen Wert von  $M_s^{\text{Co,Vol}}$  entspricht [184].

Die Anisotropiekonstante 2. Ordnung zeigt in Übereinstimmung mit Ref. [183] keine signifikante Abhängigkeit von der Kobaltdicke und beträgt:  $K_2 = (70 \pm 30) \text{ kJ/m}^3$ . Aus der Abhängigkeit der effektiven Anisotropiekonstanten 1. Ordnung von der Kobaltdicke  $d_{\text{Co}}$  der untersuchten Co/Pt-Filme lassen sich hingegen die Volumen- und Grenzflächenanteile in  $K_{1,\text{eff}}$  separieren. Dazu multipliziert man  $K_{1,\text{eff}}$  (siehe Gl. 2.12) mit  $d_{\text{Co}}$  und erhält eine Geradengleichung, aus deren Steigung bzw. Schnittpunkt mit der  $y$ -Achse der Volumenanteil  $K_{1V,\text{eff}}$  bzw. der Grenzflächenbeitrag  $2K_{1S}$  zur effektiven Anisotropie hervorgeht:

$$K_{1,\text{eff}} \cdot d_{\text{Co}} = K_{1V,\text{eff}} \cdot d_{\text{Co}} + 2K_{1S} \quad (4.4)$$

Diese Auftragung der Daten ist in Abb. 4.7 für die hergestellte Probenserie mit  $0,8 \text{ nm} \leq d_{\text{Co}} \leq 50 \text{ nm}$  dargestellt.

In Übereinstimmung mit der phänomenologischen Beschreibung (Gl. 4.4) zeigt  $K_{1,\text{eff}} \cdot d_{\text{Co}}$  in Abb. 4.7(a) einen linearen Verlauf, der mit einer Geraden angepasst wurde (schwarze Linie). In Abb. 4.7(b) sieht man einen vergrößerten Ausschnitt aus Abb. 4.7(a), in dem der Bereich  $0 < d_{\text{Co}} < 4,5 \text{ nm}$  dargestellt ist. Der Spinreorientierungsübergang befindet sich bei  $d_{\text{SRT}} = 1,1 \text{ nm}$ . Außerdem ist deutlich zu erkennen, dass die Messdaten bei kleinen Kobaltdicken eine kleinere Steigung und einen kleineren  $y$ -Achsenabschnitt aufweisen, was durch die lineare Anpassung (rote Linie) veranschaulicht wird. Die aus den Anpassungen bestimmten Anisotropiebeiträge sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst, wobei zur Bestimmung des Volumenanteils  $K_{1V}$  die Formanisotropie zu  $K_{1V,\text{eff}}$  addiert werden muss

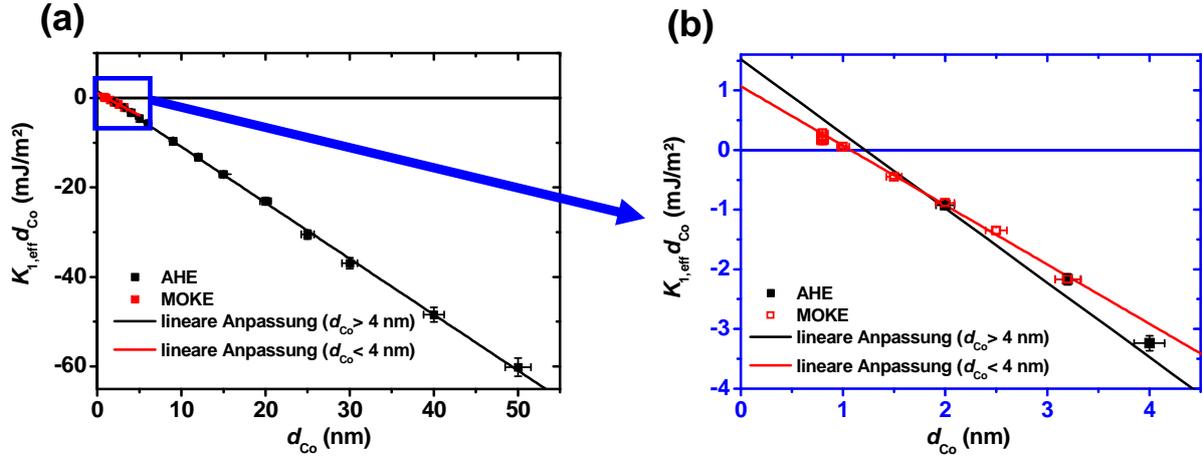


Abbildung 4.7: (a) Auftragung der effektiven Anisotropiekonstante  $K_{1,\text{eff}}$  multipliziert mit der Kobalt-Schichtdicke  $d_{\text{Co}}$  gegen  $d_{\text{Co}}$ . Die Messpunkte, die mittels MOKE bzw. AHE ermittelt wurden, sind rot bzw. schwarz dargestellt. Die Linien sind lineare Anpassungen der Messpunkte für  $d_{\text{Co}} < 4$  nm (rot) und  $d_{\text{Co}} > 4$  nm (schwarz). In (b) ist der blau markierte Ausschnitt aus (a) für kleine Kobalt-Dicken gezeigt.

(siehe Gl. 2.12).

	$K_{1V,\text{eff}}$ (MJ/m <sup>3</sup> )	$K_{1V}$ (MJ/m <sup>3</sup> )	$K_{1S}$ (mJ/m <sup>2</sup> )
$d_{\text{Co}} < 4$ nm	$-0,99 \pm 0,02$	$0,24 \pm 0,03$	$0,53 \pm 0,03$
$d_{\text{Co}} > 4$ nm	$-1,25 \pm 0,02$	$-0,02 \pm 0,02$	$0,8 \pm 0,2$

Tabelle 4.2: Aus Abb. 4.7 mit Gl. 4.4 bestimmte Anisotropiekonstanten 1. Ordnung für Co/Pt-Einzellagen.

Es zeigt sich, dass der Beitrag der Volumenanisotropie zur effektiven Anisotropiekonstante 1. Ordnung, der bei kleinen Kobaltdicken ( $0,24 \pm 0,03$ ) MJ/m<sup>3</sup> beträgt, bei Dicken über 4 nm praktisch verschwindet. Gleichzeitig steigt die Grenzflächenanisotropie von ( $0,53 \pm 0,03$ ) mJ/m<sup>2</sup> auf ( $0,8 \pm 0,2$ ) mJ/m<sup>2</sup> um etwa 50%.

Die in der Literatur angegebenen Werte der Anisotropiekonstanten für Co/Pt(111)-Schichtsysteme liegen aufgrund unterschiedlicher Herstellungsmethoden und den daraus resultierenden strukturellen Variationen in recht großen Bereichen ( $K_{1S} = (0,08..1,29)$  mJ/m<sup>2</sup> und  $K_{1V} = (0,08..0,95)$  MJ/m<sup>3</sup> [104, 102, 105, 103, 185]), in denen sich auch die vorliegenden Werte einordnen lassen.

Im Folgenden wird diskutiert, wodurch es zu der Änderung der Anisotropiekonstanten bei  $d_{\text{Co}} \approx 4$  nm kommt. Die Ursache hierfür könnte ein Wechsel des kristallinen Wachstums der Kobaltschicht mit wachsender Kobalt-Schichtdicke sein [102, 186]. Der verschwindend kleine Wert von  $K_{1V}$  bei großen Schichtdicken deutet dabei eher auf eine fcc-Struktur als auf eine hcp-Struktur des Kobalts hin. Literaturwerte für die Volumenanisotropie-

konstante 1. Ordnung sind für hcp-Kobalt mit  $K_{1V}^{\text{hcp}} \approx 0,5 \text{ MJ/m}^3$  deutlich größer als die für fcc-Kobalt mit  $K_{1V}^{\text{fcc}} \approx (0,03..0,09) \text{ MJ/m}^3$  oder als der gemessene Wert von  $K_{1V}^{d_{\text{Co}} > 4 \text{ nm}} = -(0,01 \pm 0,03) \text{ MJ/m}^3$  [184, 103]. Es ist daher unwahrscheinlich, dass bei großen Schichtdicken das Kobalt in hcp-Struktur vorliegt. Diese Interpretation ist konsistent mit den Ergebnissen der XRD-Untersuchung an der Probe mit  $d_{\text{Co}} = 50 \text{ nm}$ , deren Normale aus der Einfallsebene gekippt wurde (siehe Abschnitt 4.2.2). Allerdings würde das bedeuten, dass die Kristallstruktur zweimal zunächst von fcc nach hcp und dann später zurück auf fcc wechselt. Entsprechend müssten in Abb. 4.7 drei Schichtdicken-Bereiche mit unterschiedlichen Steigungen der Geraden zu beobachten sein, was aber nicht der Fall ist. Außerdem erscheint ein Wechsel von hcp nach fcc unwahrscheinlich, da hcp für Kobalt die energetisch bevorzugte Kristallstruktur bei Raumtemperatur ist.

In der Literatur wurde ein Wechsel der Kristallstruktur in Co/Pt(111)-Schichtsystemen von fcc auf hcp bei Kobaltdicken zwischen 1 nm und 1,5 nm beschrieben, der über die Änderung des Kerr-Signals und der Anisotropiekonstanten [102] bzw. einen anomalen Anstieg der orbitalen magnetischen Momente nachgewiesen wurde [186]. Ein Wechsel zurück zur fcc-Kristallstruktur wurde nicht beobachtet.

Höchstwahrscheinlich ist ein Abbau von Verspannungen des Kristallgitters und die damit verbundene Änderung des magnetoelastischen Anisotropiebeitrags (siehe Abschnitt 2.2) für die Änderung der Anisotropiekonstanten im Bereich der Kobaltdicke um 4 nm verantwortlich. Aufgrund des deutlichen Unterschieds der Gitterkonstanten von fcc-Platin und fcc-Kobalt von ca. 11% wachsen die ersten Kobalt-Atomlagen stark verspannt auf. Es entstehen Versetzungen, die die Verspannung mit weiter wachsender Schichtdicke reduzieren [108], bis diese vollständig abgebaut sind (siehe Abschnitt 4.2.2). Mit dem Abbau der Verspannung ändern sich natürlich auch die damit verknüpften magnetoelastischen Anisotropiebeiträge, was sich sowohl auf  $K_{1V}$  als auch auf  $K_{1S}$  auswirken kann [106].

Eine Quantifizierung dieses Anisotropiebeitrags ist jedoch schwierig, da die Gitterabstände in den Kobaltschichten mit den verwendeten Methoden erst ab  $d_{\text{Co}} = 12 \text{ nm}$  bestimmt werden können (siehe Abschnitt 4.2.2). Für sehr kleine Kobaltdicken wurde hingegen gezeigt, dass die Kobaltschicht im Wesentlichen mit Platin durchmischt ist. Es liegt also eher eine CoPt-Legierung vor, für die die in Abschnitt 2.2 angegebenen magnetoelastischen Kopplungs-Koeffizienten ungültig sind.

Der zu erwartende Abbau der Verspannung liegt im 0,1%-Bereich, weshalb ein erheblicher Einfluss der magnetoelastischen Anisotropie auf die Gesamt-Anisotropie zu erwarten ist, der die beobachtete Änderung der Anisotropie-Konstanten bei  $d_{\text{Co}} \approx 4 \text{ nm}$  erklären könnte [92].

## 5 Magnetotransport-Messungen

Nachdem die Herstellung sowie die magnetischen und strukturellen Eigenschaften der Proben im vorherigen Kapitel beschrieben wurden, werden in diesem Kapitel die Magnetotransport-Messungen vorgestellt. Dazu wird zunächst der verwendete Messaufbau in Abschnitt 5.1 und die damit durchgeführten Messungen in Abschnitt 5.2 erläutert. Die Ergebnisse der Längswiderstandsmessungen werden in Abschnitt 5.3 gezeigt. Hierbei ist insbesondere die Entdeckung eines bis dahin unbekanntes MR-Effektes hervorzuheben, der von der Co/Pt-Grenzflächenregion hervorgerufen wird und anisotroper Grenzflächen-Magnetowiderstand (AIMR)<sup>30</sup> genannt wurde [89]. Zur genaueren Quantifizierung der gefundenen MR-Effekte ist es notwendig, den Einfluss des Platin-Nebenschlusswiderstands zu eliminieren, was in Abschnitt 5.4 beschrieben wird. Die Ergebnisse der Querschnittsmessungen werden in Abschnitt 5.5 vorgestellt. Zuletzt wurden zwei weitere Probenreihen mit konstanter Kobaltdicke hergestellt, bei denen an den Co/Pt-Grenzflächen Zwischenschichten aus Kupfer eingefügt wurden. Der Einfluss dieser Störung auf den AIMR und die magnetische Anisotropie wird in Abschnitt 5.6 untersucht.

### 5.1 MR-Messaufbau

Für die Durchführung der Magnetotransportmessungen steht ein supraleitender Magnet<sup>31</sup> mit einer 6 cm Warmbohrung zur Verfügung, der die Messung der Proben bei Raumtemperatur erlaubt. Sein schematischer Aufbau ist in Abb. 5.1(a) skizziert. Das Magnetfeld von bis zu  $\pm 11$  T ist parallel zur Achse der Warmbohrung orientiert. Der Magnet wird von einem Netzteil<sup>32</sup> versorgt, das über LabView angesteuert wird.

Um die Proben in allen Raumrichtungen relativ zum Feld ausrichten zu können, wurde ein geeigneter Probenmanipulator konstruiert, der in Abb. 5.1(b) dargestellt ist.

Der Chipträger mit der Probe wird in einen Sockel gesteckt, der auf einer Platine verlötet ist. Auf deren Rückseite ist ein Dorn aus Aluminium befestigt (siehe Abb. 5.1(c)), der sich entweder parallel (Position 1 in Abb. 5.1(b)) oder senkrecht (Position 2 in Abb. 5.1(b)) zur Achse einer drehbaren Walze fixieren lässt, die sich am unteren Ende des Manipulators befindet. Dadurch kann das Feld relativ zur Probe entweder in der Filmebene oder in der Ebene senkrecht dazu um mehr als  $180^\circ$  rotiert werden. Über eine Umlenkung aus Kegelzahnradern lässt sich die Walze über ein Handrad drehen, das mit einer Winkelskala versehen ist.

Über eine Stromquelle<sup>33</sup> wurde für die Messungen ein Strom von  $I_x = 5$  mA eingepreßt. Zur Messung der Quer- und Längsspannung wurden Nanovoltmeter<sup>34</sup> verwendet. Mit der Messauflösung dieser Gerätekombination von  $1 \cdot 10^{-5}$  ließ sich im Bereich  $1 \text{ mA} < I_x <$

---

<sup>30</sup>Engl.: anisotropic interface magnetoresistance

<sup>31</sup>Oxford Instruments B-T environment, Projektnummer 37791

<sup>32</sup>Oxford Instruments PS 120-10

<sup>33</sup>Keithley Model 6221 AC und DC

<sup>34</sup>Keithley Model 2182A

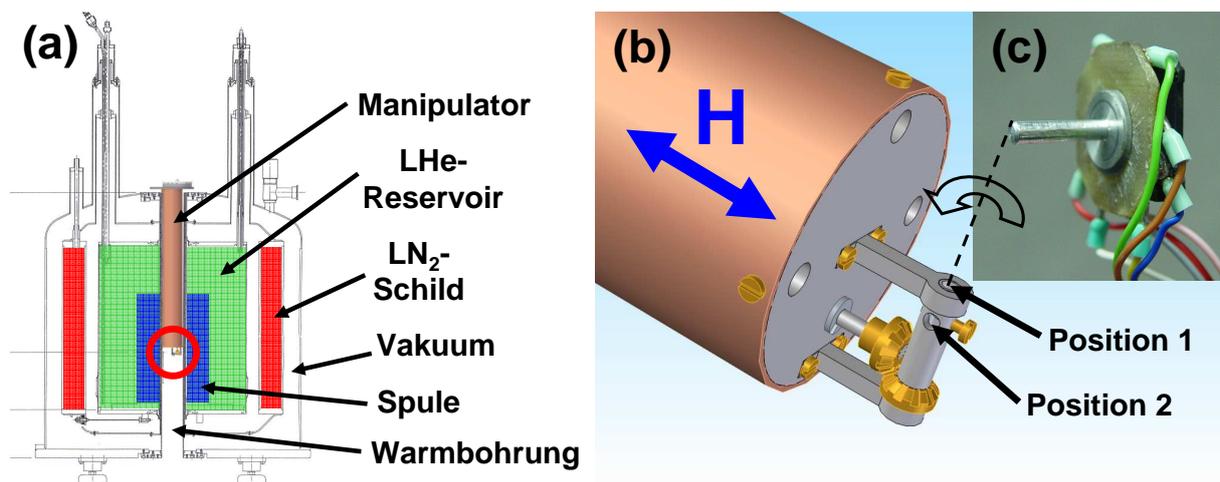


Abbildung 5.1: (a) Schnittansicht des Warmbohrmagneten. Die supraleitende Spule (blau) befindet sich in einem Bad aus flüssigem Helium (grün) und erzeugt ein Feld von bis zu  $\pm 11$  T parallel zur Warmbohrung. Um Strahlungsverluste zu minimieren, befindet sich um das Helium-Reservoir ein Strahlungsschild, das mit flüssigem Stickstoff gefüllt ist. In die Warmbohrung wird der Probenmanipulator eingeführt. Der rote Kreis zeigt den Bereich an, der in (b) vergrößert dargestellt ist. (b) Ausschnitt aus einer Konstruktionsskizze des Probenmanipulators. Über ein Handrad (nicht in der Abbildung) und eine Umlenkung durch zwei Kegelzahnrad lässt sich eine Walze drehen, die senkrecht zur Feldrichtung orientiert ist. Die Walze besitzt zwei Bohrungen, in die ein Dorn auf der Rückseite des Probenträgers (siehe (c)) gesteckt werden kann. Befindet sich der Probenträger in der ersten Bohrung (Position 1), die parallel zur Drehachse (gestrichelt) verläuft, bleibt das Magnetfeld bei Rotation stets in der Probenebene. Wird der Probenträger an Position 2 fixiert, lässt sich das Magnetfeld aus der Filmebene herausdrehen. Die mit diesem Probenmanipulator möglichen Drehungen des Magnetfelds relativ zur Probe sind in Abb. 5.2(b) zusammenfassend dargestellt. (c) Foto des Probenträgers. Der Dorn aus Aluminium auf der Rückseite ist deutlich zu erkennen. Auf der Vorderseite befindet sich der Sockel für die Chipträger (schwarz).

10 mA keine Änderung des Widerstands  $R$  der Proben feststellen, was zeigt, dass eine joule'sche Erwärmung der Proben zu vernachlässigen ist.

## 5.2 Durchführung der MR-Messungen

Generell wurden die Proben mit zwei verschiedenen Messmethoden charakterisiert. In der einen Methode wurde die Probe so eingebaut, dass das Magnetfeld relativ zur Stromdichte  $\mathbf{j}$  und der Probennormalen  $\mathbf{n}$  entlang dreier bestimmter Richtungen angelegt werden konnte:

1. longitudinales Feld  $H_{\parallel}$ :  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{j}$
2. transversales Feld  $H_t$ :  $\mathbf{j} \perp \mathbf{H} \perp \mathbf{n}$
3. polares Feld  $H_p$ :  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$

Während der Messung wurde die Magnetfeldstärke zwischen  $\mp 6$  T und  $\pm 6$  T mit einer konstanten Rate von 0,2 T/min durchfahren, wobei die Ausrichtung der Probe im Magnetfeld konstant gehalten wurde. Mit dieser Messmethode lässt sich also die Feldabhängigkeit des Widerstands und das Ummagnetisierungsverhalten der Proben untersuchen. Das maximale Feld von 6 T ist ausreichend, um die Magnetisierung aller hergestellten Proben vollständig entlang des Magnetfelds auszurichten. Um das Ummagnetisierungsverhalten der Proben feiner auflösen zu können, wurde in den leichten Richtungen der Magnetisierbarkeit ein zweiter Messdurchlauf zwischen  $\mp 0,05$  T und  $\pm 0,05$  T mit einer Rate von 0,01 T/min durchgeführt. Diese Messungen wurden dann mit den Hochfeldmessungen überlagert.

Der Vollständigkeit halber muss erwähnt werden, dass es aufgrund unvermeidlicher Abweichungen von der in Abschnitt 4.1.3 vorgestellten idealen Probengeometrie zu Überlagerungen von Längs- und Querwiderstandseffekten in den Messkurven kommt. So enthält jede Längswiderstandsmessung kleine Anteile von Querwiderstandseffekten und umgekehrt. Diese parasitären Anteile sind im Vergleich zu den zu messenden Größen vernachlässigbar klein. Außerdem können sie leicht aus den Messungen herauskorrigiert werden, indem die Messung mit umgedrehter Feldrichtung wiederholt und beide Messungen miteinander verrechnet werden. Hierbei wird die Tatsache genutzt, dass Längswiderstandseffekte unabhängig von der Feldrichtung sind, während Querwiderstandseffekte mit der Feldrichtung ihr Vorzeichen ändern (siehe Abschnitt 3.2). Alle in diesem Kapitel gezeigten Messungen wurden auf diese Art korrigiert.

Da die Messungen relativ viel Zeit in Anspruch nehmen, unterliegt der Widerstand thermischen Drifts. Deshalb ist es notwendig, die in den drei Geometrien aufgenommenen Messkurven vertikal zu verschieben. Die dafür benötigten Widerstandsdifferenzen  $\Delta R_{ip} := R_{\parallel} - R_t$  und  $\Delta R_{op} := R_p - R_t$ <sup>35</sup> werden mit einer weiteren Messmethode

<sup>35</sup>Um die Effekte sprachlich besser trennen zu können, wurden die Indizes *ip* und *op* eingeführt, wie sie in der englischsprachigen Literatur häufig verwendet werden. *op* bezeichnet im Folgenden eine Wider-

bestimmt, die aufgrund der kürzeren Messzeit deutlich weniger von Drifts beeinflusst wird und im Folgenden beschrieben ist.

Bei dieser zweiten Messmethode wurde die Probe in einem konstanten Magnetfeld von 6 T in den beiden zur Verfügung stehenden Ebenen rotiert. Die Proben wurden in beiden Geometrien so eingebaut, dass bei  $\pm 90^\circ$  das Magnetfeld jeweils transversal orientiert war. Diese Messmethode offenbart die Winkelabhängigkeit der auftretenden MR-Effekte und hat den Vorteil, dass die Proben während der Messung in einem eindomänigen Zustand vorliegen. Im Gegensatz zur erstgenannten Messmethode treten also keine Multi-domänenzustände auf, die sich über den AMR oder den Domänenwandwiderstand auf den Längswiderstand auswirken können [187, 188, 189]. Ein weiterer Vorteil der Rotationsmethode ist die im Vergleich zur erstgenannten Methode kürzere Messzeit. Wie bereits erwähnt, fallen daher thermische Drifts des Widerstands kleiner aus, weshalb sich die  $\Delta R_i$  mit  $i = (ip, op)$  genauer bestimmen lassen.

Die verwendeten Messgeometrien sind in Abb. 5.2 zusammenfassend dargestellt.

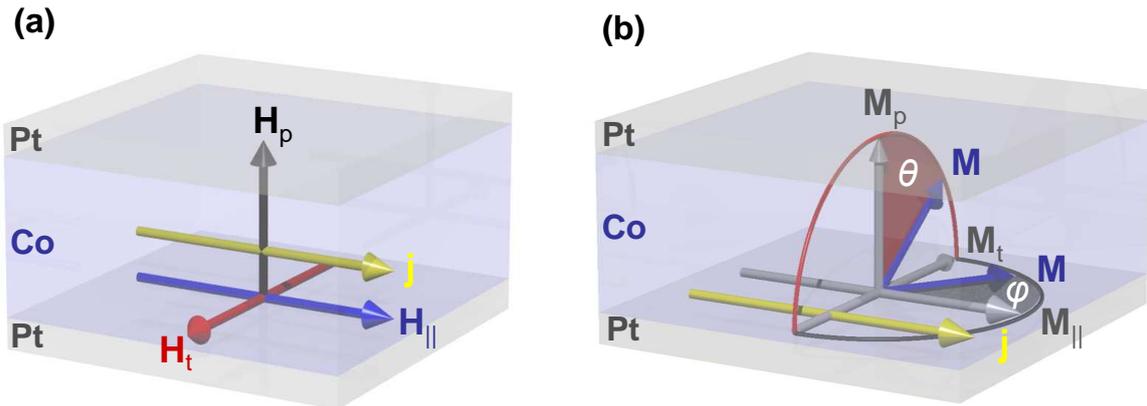


Abbildung 5.2: (a) Pt/Co/Pt-Schichtmodell mit der Richtung der Stromdichte  $\mathbf{j}$  (gelb) und der Magnetfeldrichtung bei longitudinaler (blau), transversaler (rot) und polarer Messgeometrie (schwarz). (b) Bei den Rotationsmessungen im Sättigungsfeld wird die Magnetisierung  $\mathbf{M}$  (blau) entweder in der Filmebene um den Winkel  $\varphi$  zur Stromrichtung oder in der Ebene senkrecht dazu um den Winkel  $\theta$  zur Probennormalen gedreht. Bei  $\varphi = 0$  bzw.  $\theta = 0$  befindet sich die Magnetisierung in der longitudinalen bzw. polaren Richtung. Bei  $\varphi = \theta = \pm 90^\circ$  befindet sich die Probe jeweils im transversalen Magnetisierungszustand. Abb. aus Ref. [92].

---

standsänderung, die auf eine Rotation der Magnetisierung aus der transversalen in die polare Richtung (Engl.: *out-of-plane*) zurückzuführen ist. *ip* steht für Widerstandsänderungen, die sich bei der Rotation der Magnetisierung in der Filmebene (Engl.: *in plane*) ergeben.  $\Delta R_{ip}$  entspricht dem in Abschnitt 3.2.1 eingeführten  $\Delta R_{AMR}$ .

### 5.3 Ergebnisse der Längswiderstandsmessungen

In diesem Abschnitt wird die Auswertung der Längswiderstandsmessungen beispielhaft anhand der Probe mit 6 nm Kobaltdicke erläutert. Im folgenden Abschnitt 5.3.1 werden dann die Ergebnisse für die gesamte Probenserie präsentiert.

In Abb. 5.3(a) sind die Widerstände  $R_i$  mit  $i = (\parallel, p, t)$  der Probe mit  $d_{\text{Co}} = 6$  nm in Abhängigkeit der Stärke des Magnetfelds  $H_i$  dargestellt, das in den drei Messgeometrien angelegt wurde. Die Kurven wurden entsprechend der aus den Rotationsmessungen bestimmten  $\Delta R_i$  (siehe Abb. 5.3(b)) vertikal verschoben.

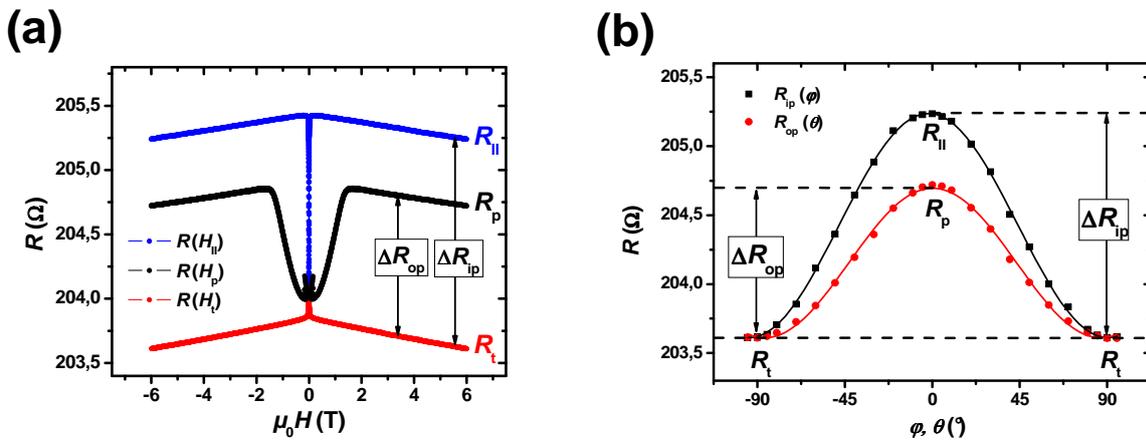


Abbildung 5.3: (a) Widerstand  $R$  der Probe mit  $d_{\text{Co}} = 6$  nm in Abhängigkeit des in longitudinaler (blau), polarer (schwarz) und transversaler (rot) Messgeometrie angelegten Feldes  $H$ . Die schwarzen Pfeile veranschaulichen die Widerstandsdifferenzen  $\Delta R_{ip}$  und  $\Delta R_{op}$ . (b) Widerstand  $R$  derselben Probe bei Rotation der Magnetisierung in der Filmebene (schwarz) um den Winkel  $\varphi$  bzw. Rotation der Magnetisierung in der Ebene senkrecht zur Stromrichtung (rot) um den Winkel  $\theta$ . An die Messpunkte sind in der jeweiligen Farbe  $\cos^2$ -Verläufe angepasst (durchgezogene Linien). Wie in (a) zeigen die schwarzen Pfeile die Widerstandsdifferenzen  $\Delta R_{ip}$  und  $\Delta R_{op}$ . Abb. aus Ref. [89].

Der Widerstand bei longitudinal angelegtem Feld  $R_{\parallel}$  zeigt einen sprunghaften Anstieg um ca.  $1,3 \Omega$  bei betragsmäßig kleinen Feldstärken  $< 20$  mT, der dann in einen linearen Abfall mit einer kleinen Steigung von ca.  $0,04 \Omega/T$  übergeht. Dieser Kurvenverlauf lässt sich folgendermaßen interpretieren: Im feldfreien Zustand liegt die Magnetisierung in Form von in der Filmebene orientierten Domänen vor. Die Ausrichtung der Magnetisierung der Domänen ist statistisch in der Filmebene verteilt. Das bedeutet, dass Magnetisierungskomponenten senkrecht und parallel zum Strom vorhanden sind. Die longitudinalen Magnetisierungskomponenten sorgen wegen des AMR (siehe Abschnitt 3.2.1) für einen höheren Widerstandsbeitrag als die transversalen. Das longitudinale äußere Feld sorgt durch Domänenwandverschiebungen dafür, dass die aufgrund der wachsenden Zeeman-Energie ungünstiger werdenden Domänen mit transversalen Magnetisierungskomponenten

verdrängt werden. Insgesamt orientiert sich die Magnetisierung parallel zum in Stromrichtung angelegten Feld, wodurch der Widerstand aufgrund des AMR steigt. Die Ausrichtung der Magnetisierung ist bereits bei kleinen Feldern abgeschlossen. Wird das Feld weiter erhöht, sorgt der Spinwellen-MR (SMR, siehe Abschnitt 3.2.3) für eine Reduktion der Magnonendichte, wodurch der Widerstand linear mit dem Feld sinkt.

Der Widerstand bei in transversaler Geometrie angelegtem Feld  $R_t$  zeigt einen starken Abfall bei kleinen Feldstärken, der in einen linearen Abfall mit kleinerer Steigung übergeht. Das Verhalten lässt sich analog zur longitudinalen Geometrie erklären.

In polarer Geometrie zeigt sich qualitativ ein anderes Bild. Der Widerstand  $R_p$  zeigt hier einen parabolischen Anstieg, der erst bei ca. 1,4 T in den bereits beschriebenen linearen Abfall übergeht. Der Anstieg lässt sich auf eine kohärente Rotation der Magnetisierung zum in harter Richtung der Magnetisierbarkeit angelegten Feld zurückführen, die bei ca. 1,4 T abgeschlossen ist. Dies wird durch das in Abb. 5.7(a) gezeigte Ummagnetisierungsverhalten derselben Probe bestätigt. Bei kleinen Feldern  $\mu_0|H| < 0,2$  T zeigt sich eine leichte Abweichung vom parabolischen Verhalten, die sich über einen Zerfall in Domänen erklären lässt. Oberhalb von 0,2 T sorgt die in der Ebene liegende Magnetfeldkomponente, die auf eine experimentell unvermeidliche Fehlorientierung des Feldes zurückzuführen ist, für eine Ausrichtung der Magnetisierung in der Filmebene.

Der lineare Abfall des Widerstands aufgrund des SMR hat in allen Geometrien eine ähnliche Steigung, wodurch gezeigt wird, dass dieser MR-Effekt isotrop ist und der Lorentz-MR (LMR) vernachlässigt werden kann. Dadurch bleiben die Widerstandsdifferenzen  $\Delta R_{ip} = R_{\parallel} - R_t$  und  $\Delta R_{op} = R_p - R_t$  bei großen Feldern im Wesentlichen konstant. Generell zeigt sich, dass der Widerstand in transversaler Richtung  $R_t$  stets kleiner ist als derjenige in polarer Geometrie  $R_p$ . Daraus folgt für die Probe mit  $d_{Co} = 6$  nm:  $\Delta R_{op} = R_p - R_t > 0$ . Für diesen Umstand kann nicht der in Abschnitt 3.2.2 vorgestellte Geometrische Größen-Effekt (GSE) verantwortlich gemacht werden, für den gilt:  $\Delta R_{GSE} = R_p - R_t < 0$ .

In Abb. 5.3(b) sind die Abhängigkeiten der Widerstände  $R_{ip}(\varphi)$  und  $R_{op}(\theta)$  bei Rotation um die in Abb. 5.2(b) definierten Winkel  $\varphi$  und  $\theta$  in einem Sättigungsfeld von 6 T für die Probe mit einer Kobaltschichtdicke von 6 nm dargestellt. Für die Rotation der Magnetisierung in der Filmebene wird das aus Gl. 3.10 für den AMR erwartete  $\cos^2 \varphi$ -Verhalten gefunden.

Bei der Rotation der Magnetisierung in der Ebene senkrecht zur Stromrichtung wird das gleiche Verhalten gefunden, das sich ebenfalls sehr gut mit einer  $\cos^2 \theta$ -Abhängigkeit beschreiben lässt. Dieser Effekt ist etwas kleiner als der AMR, jedoch in derselben Größenordnung und besitzt in der hier verwendeten Notation das gleiche Vorzeichen:  $\Delta R_{op} > 0$ . Es sei noch einmal darauf hingewiesen, dass in derselben Messgeometrie für Nickel, Kobalt und Permalloy der GSE gefunden wurde, der zwar ebenfalls die  $\cos^2 \theta$ -Abhängigkeit aufweist, allerdings das umgekehrte Vorzeichen besitzt. Es handelt sich hierbei also um einen bisher unbekanntem Effekt, dessen Schichtdickenabhängigkeit im folgenden Abschnitt 5.3.1 näher untersucht wird.

### 5.3.1 Anisotroper Grenzflächen-Magnetowiderstand

In diesem Abschnitt wird die Abhängigkeit der Widerstandsdifferenzen  $\Delta R_{ip}$  und  $\Delta R_{op}$  von der Kobalt-Schichtdicke vorgestellt und diskutiert. Es wird sich zeigen, dass der im vorherigen Abschnitt bei der Rotation der Magnetisierung um die Stromrichtung gefundene Längswiderstandseffekt ( $\Delta R_{op} > 0$ ) im Bereich der Co/Pt-Grenzfläche entsteht. Deshalb wird im Folgenden die Bezeichnung *Anisotroper Grenzflächen-Magnetowiderstand* (AIMR) verwendet, unter der dieser Effekt auch publiziert wurde [89]. Um Verwirrungen zu vermeiden sei vorab erwähnt, dass in der betreffenden *op*-Messgeometrie zusätzlich der GSE auftritt, so dass in dieser Geometrie immer eine Überlagerung beider Effekte gemessen wird. Es sei daran erinnert, dass der GSE von der Textur der Proben und nicht von der Kobalt-Schichtdicke abhängt (siehe Abschnitt 3.2.2).

Da die MR-Effekte von der Magnetisierung in der Kobaltschicht hervorgerufen werden, ist es sinnvoll, bei der Quantifizierung dieser Effekte auch nur die Kobaltschicht zu berücksichtigen. In einem ersten Schritt erfolgt dies über die Einführung der auf die Kobaltdicke bezogenen spezifischen Widerstandsdifferenzen  $\Delta\rho_{i,Co}$ :

$$\Delta\rho_{i,Co} = \Delta R_i \cdot b \cdot d_{Co}/l \quad \text{mit } i = (ip, op) \quad (5.1)$$

Hierbei stellen  $b = 0,5$  mm bzw.  $l = 4$  mm die Breite bzw. Länge der Drahtgeometrie der Proben dar (siehe Abschnitt 4.1.3).

Weitere intrinsische Größen, die in der Literatur häufig zur Quantifizierung von MR-Effekten verwendet werden, sind die *ip*- und *op*-MR-Verhältnisse:

$$i\text{-MR} := \Delta\rho_i/\rho_t = \Delta R_i/R_t \quad \text{mit } i = (ip, op) \quad (5.2)$$

Sie werden in der vorliegenden Arbeit auf den transversalen Widerstand  $R_t$  bzw.  $\rho_t$  normiert<sup>36</sup>. Während das *ip*-MR-Verhältnis dem gewöhnlichen AMR entspricht, setzt sich das *op*-MR-Verhältnis zusammen aus dem AIMR und dem GSE.

In einem zweiten Schritt muss berücksichtigt werden, dass der Messstrom sowohl durch die Kobaltschicht als auch durch die Platinschichten fließt. Nur der Anteil des Stroms, der durch das Kobalt fließt, kann die MR-Effekte hervorrufen. Aufgrund der Grenzflächenstreuung (siehe Abschnitt 3.1) ist der spezifische Widerstand der Kobaltschicht abhängig von  $d_{Co}$ , was somit auch für das Verhältnis des durch das Kobalt fließenden Stromes zum Gesamtstrom  $I_{Co}/I$  gilt. Die Schichtdickenabhängigkeit der MR-Effekte ist also überlagert von einer Schichtdickenabhängigkeit von  $I_{Co}$ . Dieser Einfluss des Nebenschlusswiderstands (*Shunt*), den die Platinschichten darstellen, wird im nächsten Abschnitt 5.4 behandelt. Doch zunächst sollen in diesem Abschnitt die unkorrigierten Messdaten nach den Gln. 5.1 und 5.2 vorgestellt werden.

<sup>36</sup>Da die in dieser Arbeit gefundenen MR-Effekte klein sind ( $< 2\%$ ), werden die MR-Verhältnisse von der Wahl des Normierungswiderstands praktisch nicht beeinflusst.

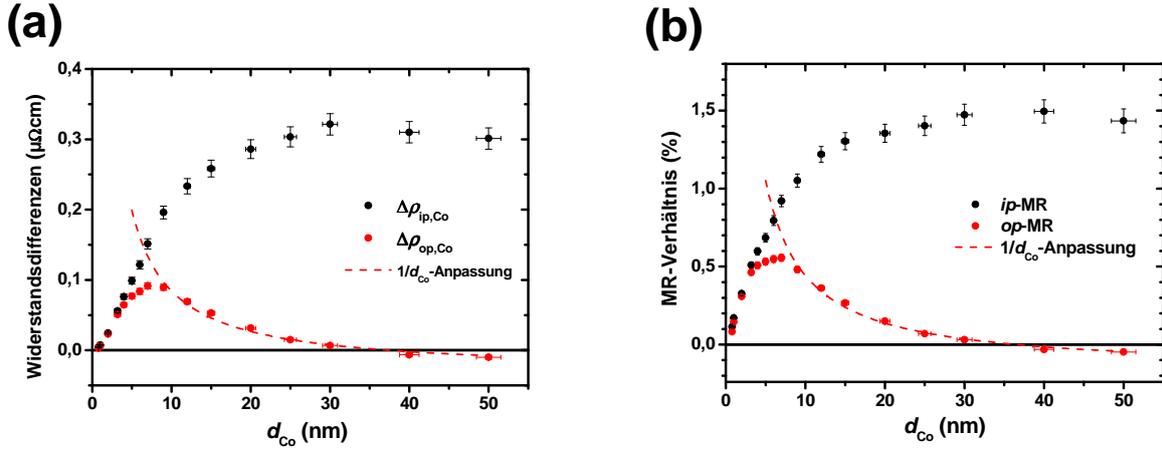


Abbildung 5.4: Abhängigkeit der spezifischen Widerstandsdifferenzen  $\Delta\rho_{i,Co}$  (a) und der MR-Verhältnisse  $i$ -MR =  $\Delta\rho_i/\rho$  (b) mit  $i = (ip,op)$  von der Kobalt-Schichtdicke  $d_{Co}$ . Die Daten der  $op$ -Geometrie sind jeweils mit einem  $1/d_{Co}$ -Verhalten angepasst (gestrichelte Linie).

Die Schichtdickenabhängigkeit der spezifischen Widerstandsdifferenzen  $\Delta\rho_{i,Co}$  und der MR-Verhältnisse  $i$ -MR ist in Abb. 5.4 aufgetragen. Beide Größen zeigen ein qualitativ sehr ähnliches Verhalten, weshalb sie gleichzeitig diskutiert werden können. In der  $ip$ -Geometrie zeigt sich zunächst bis zu einer Schichtdicke von etwa 10 nm ein näherungsweise linearer steiler Anstieg, der im Bereich  $10\text{ nm} < d_{Co} < 30\text{ nm}$  deutlich flacher verläuft und schließlich in einen Sättigungswert von  $\Delta\rho_{ip,Co} \approx 0,3\ \mu\Omega\text{cm}$  bzw.  $ip$ -MR  $\approx 1,5\%$  mündet. Wie im nächsten Abschnitt 5.4 gezeigt wird, lässt sich dieses Verhalten größtenteils mit dem Platin-Shunt und der damit verbundenen Abhängigkeit des Kobaltstroms  $I_{Co}$  von  $d_{Co}$  erklären. Der Sättigungswert bei großen Kobalt-Schichtdicken, bei denen der Shunt vernachlässigt werden kann, liegt im Bereich der für polykristallines Kobalt gefundenen Literaturwerte [126, 190, 134].

In der  $op$ -Geometrie zeigt sich ein komplett anderes Verhalten. Bis ungefähr 7 nm wachsen  $\Delta\rho_{op,Co}$  und der  $op$ -MR an. Dabei sind ihre Werte bis 4 nm mit denen der  $ip$ -Geometrie vergleichbar. Mit weiter wachsender Kobalt-Dicke zeigt sich ein Abfall, der sich ab  $d_{Co} = 9\text{ nm}$  jeweils mit einem  $1/d_{Co}$ -Verhalten beschreiben lässt. Zwischen 30 nm und 40 nm werden die Werte negativ.

Da der Platin-Shunt mit wachsender Kobalt-Dicke an Einfluss verliert, ist der  $1/d_{Co}$ -Abfall der Werte ein deutliches Indiz dafür, dass der in der  $op$ -Geometrie dominierende MR-Effekt nicht im Kobalt-Volumen, sondern vielmehr in einem Grenzflächenbereich erzeugt wird. Auch der mögliche Einfluss einer sich ändernden kristallinen Struktur der Proben kann für die Proben mit  $d_{Co} > 12\text{ nm}$  ausgeschlossen werden (siehe Abschnitt 4.2.1). Die Eliminierung des Platin-Nebenschlusswiderstands im folgenden Abschnitt 5.4 wird die an dieser Stelle gemachten Aussagen bestätigen. Somit ist die Bezeichnung *Anisotroper*

*Grenzflächen-Magnetowiderstand* (AIMR) gerechtfertigt.

Der dem AIMR überlagerte GSE dominiert die Messungen bei großen Schichtdicken, bei denen der AIMR vernachlässigbar klein ist. Er zeichnet sich durch ein negatives Vorzeichen aus und sorgt somit für den Vorzeichenwechsel von  $\Delta\rho_{op,Co}$  bzw. dem *op*-MR bei  $d_{Co} \approx 35$  nm. Aufgrund der konstanten Textur der Proben ist davon auszugehen, dass der GSE keine Schichtdicken-Abhängigkeit zeigt (siehe Abschnitt 3.2.2).

## 5.4 Eliminierung des Nebenschlusswiderstands

In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie der Einfluss des Platin-Nebenschlusswiderstands (Shunt) aus der Schichtdickenabhängigkeit der MR-Effekte eliminiert werden kann. Dazu wird in einem ersten Schritt ein Parallelstrommodell entwickelt, das die spezifischen Widerstände der Kobalt- und Platinschichten nach dem Fuchs-Sondheimer-Modell berücksichtigt. Mit diesem Modell lässt sich der durch die Kobaltschicht fließende Strom  $I_{Co}$  direkt bestimmen und somit der Einfluss des Platin-Shunts aus allen Messungen entfernen. In einem zweiten Schritt wird analog zu Ref. [89] der AIMR im Rahmen eines modifizierten Fuchs-Sondheimer-Modells quantifiziert, indem  $\Delta\rho_{op,Co}(d_{Co})$  auf eine Größe normiert wird, die in erster Näherung direkt proportional zu  $I_{Co}$  ist. Wie in Ref. [89] wird hierzu der AMR bzw. die entsprechende spezifische Widerstandsdifferenz  $\Delta\rho_{ip,Co}(d_{Co})$  verwendet.

### 5.4.1 Normierung der Widerstandsdifferenzen auf den Kobaltstrom

Bei dem im Folgenden eingeführten Parallelstrommodell zur Berechnung des durch die Kobaltschicht fließenden Stroms  $I_{Co}$  wird davon ausgegangen, dass sich das Kobalt-Platin-Schichtsystem durch zwei parallel geschaltete Widerstände beschreiben lässt, die die Kobalt- bzw. die beiden Platinschichten repräsentieren. Diese Annahme impliziert, dass kein Ladungsträgeraustausch zwischen den Schichten stattfindet. Weiterhin wird angenommen, dass die MR-Effekte in der Kobaltschicht entstehen, somit also deren Größe proportional zu  $I_{Co}$  ist. Folglich wird der Einfluss einer möglichen Polarisation des Platins nicht berücksichtigt [191, 192, 193]. Unter diesen Voraussetzungen gilt:

$$I = I_{Co} + I_{Pt} \Leftrightarrow R = \left( \frac{1}{R_{Co}} + \frac{1}{R_{Pt}} \right)^{-1} \quad (5.3)$$

$R_{Pt}$  ist der kombinierte Widerstand der Platin-Wachstumslage und der Deckschicht. Da die Platin-Schichtdicke in der hergestellten Probenserie konstant gehalten wurde, ist auch  $R_{Pt}$  eine Konstante. Im Gegensatz dazu ist  $R_{Co}$  einerseits von der Magnetisierung  $\mathbf{M}$ , andererseits von der Kobalt-Schichtdicke  $d_{Co}$  abhängig:

$$R_{Co}(d_{Co}, \mathbf{M}) = \frac{1}{\sigma_{Co}(d_{Co}, \mathbf{M}) \cdot d_{Co}} \frac{l}{b} \quad (5.4)$$

Dabei sind  $l$  bzw.  $b$  die Länge bzw. Breite der Probe. Die spezifische Leitfähigkeit der Kobaltschicht  $\sigma_{\text{Co}}(d_{\text{Co}}, \mathbf{M})$  ergibt sich im Fuchs-Sondheimer-Modell (siehe Abschnitt 3.1) aus Gl. 3.4 zu:

$$\sigma_{\text{Co}}(d_{\text{Co}}, \sigma_{\text{Co}}^{\text{Vol}}(\mathbf{M}), p(\mathbf{M})) = \sigma_{\text{Co}}^{\text{Vol}} \times \left( 1 - \frac{3 a \sigma_{\text{Co}}^{\text{Vol}}}{2 d_{\text{Co}}} (1 - p) \int_1^\infty \frac{(x^{-3} - x^{-5}) \left( 1 - \exp\left(-\frac{d_{\text{Co}}}{a \sigma_{\text{Co}}^{\text{Vol}}} x\right)\right)}{1 - p \exp\left(-\frac{d_{\text{Co}}}{a \sigma_{\text{Co}}^{\text{Vol}}} x\right)} dx \right) \quad (5.5)$$

Die Konstante  $a$  berechnet sich aus der angenommenen Ladungserhaltung (siehe Gl. 3.5) und der effektiven Ladungsträgerdichte  $n^* = (3,7 \pm 0,2) \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$ , die aus der normalen Hall-Konstante der Kobaltschicht ( $R_0 = -(1,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-10} \text{ m}^3/\text{C}$ , siehe Abschnitt 5.5) bestimmt wurde, zu:

$$a = \left( \left( \frac{8\pi}{3} \right)^{1/3} \frac{e^2}{h} n^{2/3} \right)^{-1} = (1,14 \pm 0,04) \cdot 10^{-15} \text{ } \Omega\text{m}^2 \quad (5.6)$$

Um die Anwendbarkeit des durch die Gln. 5.3-5.6 beschriebenen Parallelstrommodells zu überprüfen, wurde die Abhängigkeit des Längswiderstands  $R$  von der Kobalt-Schichtdicke angepasst. In Abb. 5.5(a) sind die Messwerte und die entsprechende Anpassung dargestellt. Es zeigt sich ein Abfall des Widerstands mit wachsender Schichtdicke, der einem  $1/d_{\text{Co}}^2$ -Verhalten ähnelt. Das Modell beschreibt die Messwerte sehr gut. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tab. 5.1 zusammengefasst. Dabei sei angemerkt, dass  $R(d_{\text{Co}})$  nicht sehr empfindlich auf den Spiegelungsparameter  $p$  reagiert.

$R_{\text{Pt}}$	$\rho_{\text{Co}}^{\text{Vol}} = (\sigma_{\text{Co}}^{\text{Vol}})^{-1}$	$p$	$\lambda$
$(380 \pm 10) \text{ } \Omega$	$(26 \pm 1) \text{ } \mu\Omega\text{cm}$	$0,2 \pm 0,2$	$(4,4 \pm 0,4) \text{ nm}$

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Anpassung des Längswiderstands  $R$  durch das durch die Gln. 5.3-5.6 beschriebene Parallelstrommodell.

Nachdem gezeigt wurde, dass sich das Parallelstrommodell anwenden lässt, wird als nächstes die Größe  $I_{\text{Co}}/I$  bestimmt, mit der die MR-Effekte normiert werden können, um den Einfluss des Platin-Shunts zu eliminieren:

$$I_{\text{Co}}(d_{\text{Co}})/I = 1 - R(d_{\text{Co}})/R_{\text{Pt}} \quad (5.7)$$

Der Wert für  $R_{\text{Pt}}$  stammt aus der Anpassung des Längswiderstands (siehe Tab. 5.1), die Werte für  $R(d_{\text{Co}})$  werden einerseits mit den Ergebnissen der Anpassung nach den Gln. 5.3-5.6 berechnet, andererseits werden die gemessenen Widerstände<sup>37</sup> verwendet. Die

<sup>37</sup>Es werden die Widerstandswerte in der transversalen Geometrie  $R_t$  (siehe Abb. 5.3(a)) verwendet, deren Feldabhängigkeit auf 0 T extrapoliert wurde.

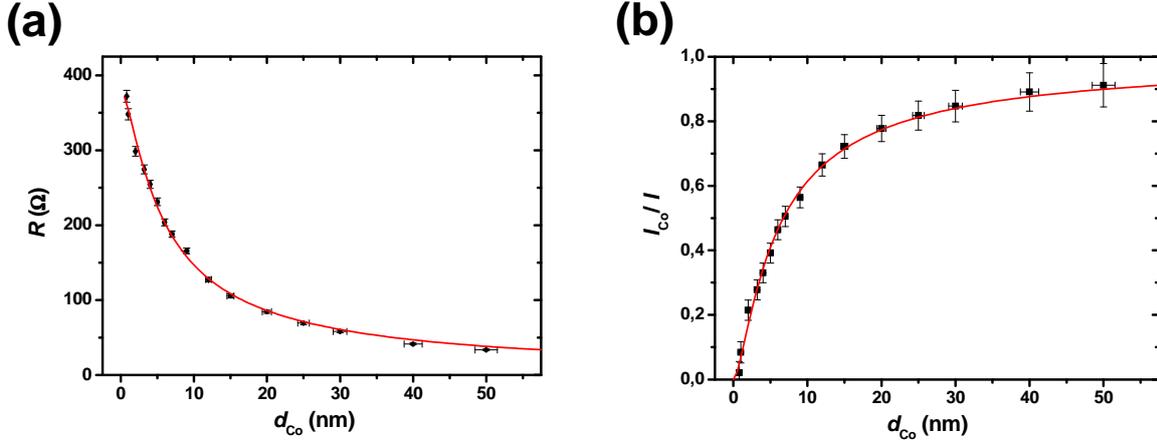


Abbildung 5.5: Kobalt-Schichtdickenabhängigkeit des Gesamtwiderstands  $R$  der Proben (a) und des durch die Kobaltschicht fließenden Stroms  $I_{Co}$  (b). Die Messwerte ergeben sich aus der Extrapolation des linearen Hochfeldverhaltens des transversalen Widerstands  $R_t$  zum Nullfeld (siehe Abb. 5.3(a)). Die roten Linien stellen Anpassungen nach dem Parallelstrommodell (Gln. 5.3-5.6) dar.

Schichtdickenabhängigkeit des Kobalt-Stroms ist in Abb. 5.5(b) dargestellt. Es zeigt sich, dass in den Proben mit senkrechter leichter Achse der Magnetisierbarkeit ( $d_{Co} < 1,1$  nm) weniger als 10% des Gesamtstroms durch die Kobaltschicht fließt. Ab  $d_{Co} > 7$  nm fließt über die Hälfte des Stroms durchs Kobalt. Selbst für die 50 nm Kobaltschicht fließt noch etwa 10% des Stroms durch die Platinschichten.

Im Folgenden wird die Schichtdickenabhängigkeit der auf  $I_{Co}/I$  normierten Widerstandsdifferenzen  $\Delta\rho_{i,Co}^{normiert}$  diskutiert, die in Abb. 5.6(a) gezeigt ist. In der *ip*-Geometrie zeigt sich bis  $d_{Co} = 9$  nm ein näherungsweise linearer Anstieg bis auf einen Wert von  $\Delta\rho_{ip,Co}^{normiert} \approx 0,36 \mu\Omega\text{cm}$ . Oberhalb dieser Schichtdicke bleibt der Wert im Rahmen des Fehlers konstant, was bedeutet, dass der AMR im Einklang mit der Literatur keine Schichtdickenabhängigkeit zeigt [126]. Der Anstieg bei niedriger Kobalt-Schichtdicke ist allerdings noch unverstanden. Eine mögliche Erklärung wäre ein Einfluss der Grenzfläche mit ihrer heterogenen chemischen Struktur auf die Spin-Bahn-Wechselwirkung, die die mikroskopische Ursache des AMR ist.

Im Rahmen einer voll-relativistischen spin-polarisierten *ab initio*-Berechnung für Pt/Co/Pt-Systeme, die ergänzend zu der in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Studie von P. Weinberger durchgeführt wurde, wurde ebenfalls ein Grenzflächenbeitrag zum *ip*- und *op*-MR gefunden [90]. Im Unterschied zu den realen Proben wurde von einer idealen fcc(111)-Gitterstruktur ohne thermische Anregungen ausgegangen. Genau wie in der vorliegenden Arbeit wurde dort in beiden Messgeometrien eine Anisotropie im Magnetowiderstand beobachtet. Insbesondere sei darauf hingewiesen, dass für den *op*-Effekt

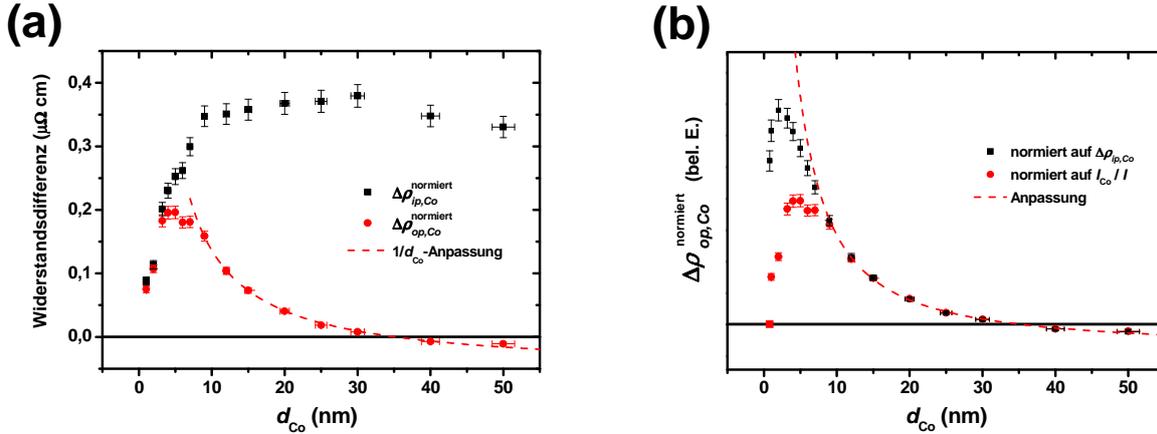


Abbildung 5.6: (a) Auf  $I_{\text{Co}}/I$  normierte spezifische Widerstandsdifferenzen in der  $ip$ -Geometrie (schwarz) und der  $op$ -Geometrie (rot) in Abhängigkeit der Kobalt-Schichtdicke. Die gestrichelte Linie ist eine Anpassung von  $\Delta\rho_{op,\text{Co}}^{\text{normiert}}$  an ein  $1/d_{\text{Co}}$ -Verhalten für  $d_{\text{Co}} \geq 9$  nm. (b) Schichtdickenabhängigkeit der Widerstandsdifferenz  $\Delta\rho_{op,\text{Co}}^{\text{normiert}}$ , die auf  $I_{\text{Co}}/I$  (rot) bzw.  $\Delta\rho_{ip,\text{Co}}$  (schwarz) normiert wurde. Die Kurven sind so skaliert, dass sie im Bereich  $d_{\text{Co}} \geq 9$  nm zusammenliegen. In diesem Bereich ist  $\Delta\rho_{ip,\text{Co}}^{\text{normiert}}$  unabhängig von der Schichtdicke (siehe (a)), so dass die Normierung gerechtfertigt ist. Die gestrichelte Linie ist eine Anpassung nach Gl. 5.8.

in Übereinstimmung mit den Ergebnissen dieser Arbeit dieselbe  $\cos^2$ -Abhängigkeit und dasselbe Vorzeichen ( $\Delta\rho_{op} > 0$ ) gefunden wurde. Im Unterschied zu den untersuchten Proben leistet im idealen System das Volumenmaterial keinen Beitrag zum Widerstand. Da dort keine Elektronenstreuung stattfindet, kann auch kein MR-Beitrag entstehen. Folglich müssen die beiden MR-Effekte im idealen System an der Co/Pt-Grenzfläche entstehen. In den untersuchten Proben hingegen leistet insbesondere das Kobalt-Volumenmaterial einen Beitrag zum  $ip$ -MR, was am konstanten Wert von  $\Delta\rho_{ip,\text{Co}}^{\text{normiert}}$  bei großen Schichtdicken ersichtlich ist. Ein Grenzflächenbeitrag zum  $ip$ -MR ist hier hingegen nicht zu beobachten, was möglicherweise auf die im Vergleich zur theoretischen Studie niedrigere Qualität der Grenzfläche zurückzuführen ist.

Eine weitere mögliche Ursache für den Anstieg des  $ip$ -MR bei kleinen Schichtdicken könnte die Legierungsbildung aufgrund der Durchmischung an der Grenzfläche sein. Es wurde gezeigt, dass in CoPt-Legierungen die Größe von  $\Delta\rho_{ip}$  stark von der jeweiligen Zusammensetzung abhängt [190, 194, 195]. Allerdings zeigt sich, dass mit zunehmendem Kobalt-Anteil  $\Delta\rho_{ip}$  kleiner wird. Die Co/Pt-Grenzflächen müssten also ein größeres  $\Delta\rho_{ip}$  aufweisen als die Kobaltschicht, was im Widerspruch steht zum beobachteten Anstieg mit wachsender Schichtdicke.

Die auf den Kobalt-Strom normierte Widerstandsdifferenz in der  $op$ -Geometrie  $\Delta\rho_{op,\text{Co}}^{\text{normiert}}$  zeigt qualitativ dieselbe Abhängigkeit von  $d_{\text{Co}}$  wie die nicht normierte Größe  $\Delta\rho_{op,\text{Co}}$  (siehe

Abb. 5.4). Nach einem Anstieg, der ähnlich stark ist wie bei der  $ip$ -Widerstandsdifferenz, wird bei  $d_{Co} = 5$  nm ein Maximum erreicht. Darauf folgt ein Abfall, der ab  $d_{Co} = 9$  nm eine  $1/d_{Co}$ -Abhängigkeit aufweist. Da in diesem Schichtdickenbereich der  $ip$ -Effekt konstant bleibt und in dieser Auftragung der Platin-Shunt keine Rolle spielt, ist das  $1/d_{Co}$ -Verhalten ein eindeutiger Beweis für die Entstehung des AIMR in der Co/Pt-Grenzflächenregion. Bei  $d_{Co} \approx 35$  nm wird  $\Delta\rho_{op,Co}^{\text{normiert}}$  negativ, was auf die Existenz des GSE zurückzuführen ist.

#### 5.4.2 Normierung der $op$ - auf die $ip$ -Widerstandsdifferenz

Im letzten Abschnitt wurde die Anwendbarkeit des Parallelstrommodells und die Unabhängigkeit von  $\Delta\rho_{ip,Co}^{\text{normiert}}$  von der Schichtdicke ab  $d_{Co} = 9$  nm gezeigt. Daher ist es zusätzlich zur Normierung auf  $I_{Co}/I$  gerechtfertigt, ab  $d_{Co} = 9$  nm den  $op$ -MR auf den  $ip$ -MR zu normieren. Das hat den Vorteil, dass die Normierung direkt aus den Messdaten erfolgen kann und ein anschauliches Maß für die Größe des  $op$ -Effekts erlangt wird. Die beiden Normierungen der  $op$ -Widerstandsdifferenzen werden in Abb. 5.6(b) miteinander verglichen. Sie zeigen ab  $d_{Co} = 9$  nm einen identischen Verlauf. Unterhalb dieser Schichtdicke zeigt  $\Delta\rho_{op,Co}/\Delta\rho_{ip,Co}$  größere Werte, die sich mit dem unverstandenen Anstieg von  $\Delta\rho_{ip,Co}^{\text{normiert}}$  bei kleinen Schichtdicken (s.o.) erklären lassen. Im Maximum bei  $d_{Co} = 2$  nm beträgt die Größe des  $op$ -MR 94% des AMR.

Die Äquivalenz der beiden Normierungen rechtfertigt die in Ref. [89] verwendete Normierung auf den AMR. Dort wurde zur Quantifizierung des AIMR ein modifiziertes FS-Modell verwendet, das im Folgenden kurz vorgestellt wird.

Die spezifischen Widerstände  $\rho_{Co,i}$  mit  $i = (\parallel, p, t)$  bei einer Ausrichtung der Magnetisierung entlang der longitudinalen, polaren bzw. transversalen Feldrichtung werden jeweils analog zu Gl. 5.5 unter der Verwendung des Zusammenhangs  $\rho_{Co} = \sigma_{Co}^{-1}$  beschrieben.

Der AMR wird dabei berücksichtigt, indem der spezifische Widerstand des Volumenmaterials  $\rho_{Co}^{\text{Vol}}(\mathbf{M})$  zwei verschiedene Werte annehmen kann, je nachdem, ob die Magnetisierung parallel (Index  $\parallel$ ) oder senkrecht (Index  $\perp$ ) zur Stromrichtung ausgerichtet ist.

Die entsprechenden Widerstände des Volumenmaterials werden als  $\rho_{Co,\parallel}^{\text{Vol}}$  in der longitudinalen Geometrie und als  $\rho_{Co,\perp}^{\text{Vol}}$  in der transversalen und polaren Geometrie bezeichnet.

Der Wert für  $\rho_{Co,\perp}^{\text{Vol}}$  ergibt sich aus der Anpassung der Widerstände  $R(d_{Co})$  im Parallelstrommodell (siehe Tab. 5.1). Durch Addition des Sättigungswerts von  $\Delta\rho_{ip,Co}^{\text{normiert}}$  für große Schichtdicken ( $\Delta\rho_{ip,Co}^{\text{normiert}}(d_{Co} \geq 9 \text{ nm}) = (0,36 \pm 0,01) \mu\Omega\text{cm}$ , siehe Abb. 5.6(a)) erhält man den Wert für  $\rho_{Co,\parallel}^{\text{Vol}}$ .

Der AIMR wird hingegen durch eine Abhängigkeit des Spiegelungsparameters  $p$  von der Magnetisierungsrichtung berücksichtigt. Anschaulich bedeutet dies, dass die Grenzflächenstreuung bei einer Magnetisierung in der Filmebene (Index  $ip$ ) weniger diffusiv ist als bei einer Ausrichtung der Magnetisierung in polarer Richtung (Index  $op$ ):  $p_{ip} > p_{op}$ . Während sich der Wert für  $p_{ip}$  wieder aus der Anpassung der Schichtdickenabhängigkeit der Widerstände ergibt (siehe Tab. 5.1), stellt  $p_{op}$  einen Anpassungsparameter dar. Es sei nochmals darauf hingewiesen, dass die absoluten Werte von  $p$  mit einem relativ großen

Fehler behaftet sind, da die Anpassung nicht sehr sensitiv auf die Grenzflächenstreuung ist. Die Differenz  $\Delta p = p_{ip} - p_{op}$ , die ein Maß für die Stärke des AIMR ist, lässt sich hingegen recht genau quantifizieren.

Die Tatsache, dass sich die Magnetowiderstandseffekte mit dem Parallelstrommodell beschreiben lassen, bedeutet, dass das Platin keinen nennenswerten Beitrag zum MR leistet. Deshalb werden die Platinschichten im Folgenden nicht berücksichtigt.

Nach diesen Vorüberlegungen lässt sich jetzt das Modell für den auf den  $ip$ -MR normierten  $op$ -MR aufstellen:

$$\frac{\Delta\rho_{op}}{\Delta\rho_{ip}}(d_{Co}, p_{op}, k_{GSE}) = \frac{\rho_{Co,p}(d_{Co}, \rho_{Co,\perp}^{Vol}, p_{op}) - \rho_{Co,t}(d_{Co}, \rho_{Co,\perp}^{Vol}, p_{ip})}{\rho_{Co,\parallel}(d_{Co}, \rho_{Co,\parallel}^{Vol}, p_{ip}) - \rho_{Co,t}(d_{Co}, \rho_{Co,\perp}^{Vol}, p_{ip})} - k_{GSE} \quad (5.8)$$

Hierbei ist  $k_{GSE}$  ein Maß für den konstanten Beitrag des GSE (siehe Abschnitt 5.3.1). Mit Gl. 5.8 lassen sich die in Abb. 5.6(b) gezeigten Messwerte für  $\Delta\rho_{op}/\Delta\rho_{ip}$  anpassen, wobei  $p_{op}$  und  $k_{GSE}$  die einzigen Anpassungsparameter sind. Als Ergebnis erhält man ein  $\Delta p$  von  $0,03 \pm 0,01$ , das die Größe des AIMR im vorgestellten FS-Modell unabhängig von der Kobalt-Schichtdicke angibt. Anschaulich bedeutet das, dass der AIMR eine Erhöhung der diffusiven Grenzflächenstreuung um 3% bewirkt, wenn die Magnetisierung aus der Filmebene in die Normale gedreht wird. Da sich spätestens ab einer Kobalt-Schichtdicke von 12 nm die Textur der Proben nicht mehr ändert (siehe Abschnitt 4.2.1), ist es legitim, den GSE als konstante Verschiebung der Messwerte zu behandeln. Die Anpassung ergibt einen Wert von  $k_{GSE} = 0,12 \pm 0,01$ . Der GSE erreicht in den untersuchten Proben also etwa 12% der Größe des AMR. Dieser Wert liegt deutlich unterhalb der von Gil et al. gefundenen Werte für 10 bis 188 nm dicke polykristalline Kobaltfilme von  $k_{GSE}^{Gil} = 0,7..1$  [134]. Der Grund hierfür könnte in einer unterschiedlichen Kristallstruktur liegen. Während in Ref. [134] polykristalline Filme mit hcp(0001)-Textur untersucht wurden, liegen die für diese Arbeit hergestellten Proben wahrscheinlich überwiegend in fcc(111)-Textur vor (siehe Abschnitt 4.2.4).

## 5.5 Ergebnisse der Querwiderstandsmessungen

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Querwiderstands-Untersuchungen der Co/Pt-Schichtsysteme präsentiert. Dazu wird zunächst anhand einer repräsentativen Messung die Bestimmung der normalen bzw. anomalen Hall-Konstanten  $R_0$  bzw.  $R_s$  erläutert, deren Abhängigkeit von  $d_{Co}$  im Anschluss diskutiert wird.

In Abb. 5.7(a) ist die auf den Kobaltstrom  $I_{Co}$  normierte Messung des Hall-Widerstands  $R_H = U_H/I_{Co}$  der Probe mit 6 nm Kobaltschicht dargestellt. Mit ansteigendem, senkrecht zur Filmebene angelegtem Magnetfeld zeigt sich ein linearer Anstieg des Hall-Widerstands  $R_H$ , der ab 1,4 T in einen linearen Abfall übergeht. Das Maximum von  $R_H$  von  $0,63 \Omega$  wird bei  $\mu_0 H \approx 1,8$  T erreicht. Die Abhängigkeit des Hall-Widerstands von der Feldstärke spiegelt das in Abschnitt 4.2.3 beschriebene Ummagnetisierungsverhalten der Proben in harter

Richtung der Magnetisierbarkeit wider und ist repräsentativ für alle hergestellten Proben mit Kobalt-Schichtdicken oberhalb des Spinreorientierungsübergangs bei  $d_{\text{Co}} = 1,1$  nm. Im Unterschied zu den vorgestellten MOKE-Messungen zeigt sich nach Sättigung der Magnetisierung ein linearer Abfall des Messsignals aufgrund des normalen Hall-Effekts.

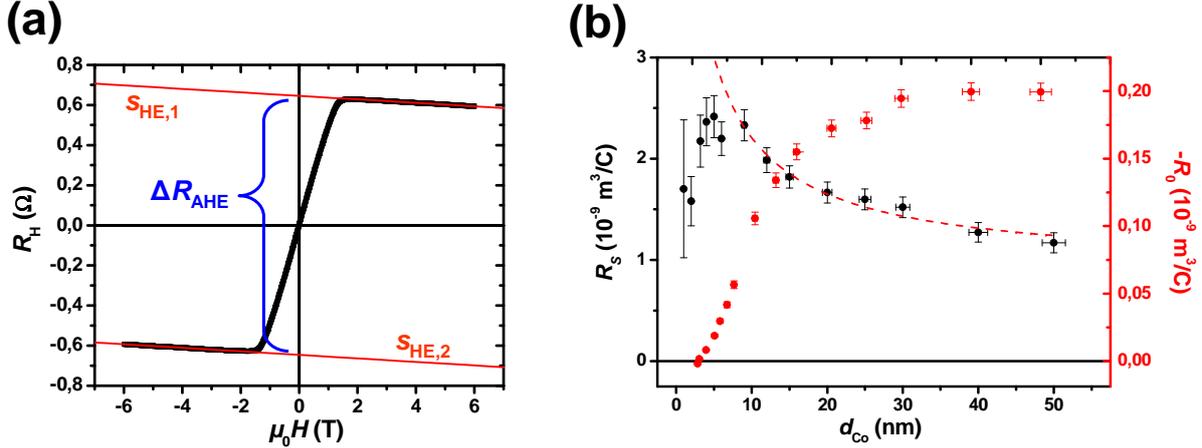


Abbildung 5.7: (a) Auf  $I_{\text{Co}}$  normierter Hall-Widerstand  $R_{\text{H}}$  der Probe mit 6 nm Kobaltschicht in Abhängigkeit des senkrecht zur Filmebene angelegten Magnetfelds  $\mu_0 H$ . Um den Einfluss des Längswiderstands auf die Messkurve zu eliminieren, wurden zwei Messungen mit entgegengesetzter Richtung des Magnetfelds miteinander verrechnet. Zur Bestimmung der Steigung des normalen Hall-Effekts  $s_{\text{HE}}$  wird der Kurvenverlauf für  $\mu_0 H > 3$  T linear angepasst (rot). Die Querwiderstandsdifferenz  $\Delta R_{\text{AHE}}$  (blau) aufgrund des anomalen Hall-Effekts wird zwischen den Schnittpunkten der linearen Anpassungen mit der Ordinate abgelesen. (b) Nach Gl. 5.10 bestimmte anomale Hall-Konstanten  $R_{\text{s}}$  (schwarz) in Abhängigkeit der Kobalt-Schichtdicke  $d_{\text{Co}}$ . Die Daten sind ab  $d_{\text{Co}} = 9$  nm an ein  $1/d_{\text{Co}}$ -Verhalten angepasst (rote gestrichelte Linie). Außerdem sind die Werte für die nach Gl. 5.9 bestimmten normalen Hall-Konstanten  $R_0$  dargestellt (rot).

Aus der partiellen Ableitung der Gl. 3.14 nach dem Magnetfeld  $H_z$  bzw. der Magnetisierung  $M_z$  erhält man für die Hall-Konstanten  $R_0$  bzw.  $R_{\text{s}}$  die folgenden Beziehungen<sup>38</sup>:

$$R_0 = \frac{\partial U_{\text{H}}}{\partial(\mu_0 H_z)} \cdot \frac{d}{I} = \frac{\Delta R_{\text{HE}}}{\Delta(\mu_0 H_z)} \cdot d = s_{\text{HE}} \cdot d \quad (5.9)$$

$$R_{\text{s}} = \frac{\partial U_{\text{H}}}{\partial(\mu_0 M_z)} \cdot \frac{d_{\text{Co}}}{I_{\text{Co}}} = \frac{\Delta R_{\text{AHE}}}{2\mu_0 M_{\text{s}}} \cdot d_{\text{Co}} \quad (5.10)$$

Da der normale Hall-Effekt sowohl in der Platin-, als auch in der Kobaltschicht entsteht, wird in Gl. 5.9 die Gesamtdicke der Probe und der Gesamtstrom berücksichtigt. Man

<sup>38</sup>Da der Strom immer in  $x$ -Richtung angelegt wird, wird im Folgenden beim Messstrom auf den Index  $x$  verzichtet, der in Gl. 3.14 noch verwendet wurde.

erhält daraus also eine für den jeweiligen Schichtaufbau gültige, effektive Hall-Konstante. Im Gegensatz dazu entsteht der anomale Hall-Effekt nur in der Kobaltschicht, so dass auch nur die Kobalt-Schichtdicke  $d_{\text{Co}}$  und der durch die Kobaltschicht fließende Strom  $I_{\text{Co}}$  in Gl. 5.10 eingesetzt werden. Die Größe  $\Delta R_{\text{AHE}}$  ist die Querwiderstandsdifferenz, die auftritt, wenn die Magnetisierung von  $\pm M_s$  nach  $\mp M_s$  gedreht wird. Die Änderung der polaren Magnetisierungskomponente ist also  $\Delta M_z = 2M_s$ .

In Abb. 5.7(a) ist gezeigt, wie die Hilfsgrößen  $s_{\text{HE}}$  und  $\Delta R_{\text{AHE}}$  bestimmt werden. Für die Steigung des normalen Hall-Effekts  $s_{\text{HE}}$  werden die Kurven bei  $\mu_0|H_z| > 3 \text{ T}$ , also deutlich oberhalb des Sättigungsfelds, linear angepasst. Die beiden Steigungen des negativen und positiven Asts  $s_{\text{HE},1}$  und  $s_{\text{HE},2}$  werden gemittelt. Der Hall-Widerstand in Abb. 5.7(a) ist bereits auf den Kobaltstrom normiert. Diese Normierung ist aber unzulässig bei der Quantifizierung des normalen Hall-Effekts (s.o.) und wird durch die Multiplikation mit dem Faktor  $I_{\text{Co}}/I$  rückgängig gemacht:

$$s_{\text{HE}} = \frac{s_{\text{HE},1} + s_{\text{HE},2}}{2} \cdot \frac{I_{\text{Co}}}{I} \quad (5.11)$$

Die Widerstandsdifferenz  $\Delta R_{\text{AHE}}$  wird zwischen den Schnittpunkten der beiden linearen Anpassungen mit der Ordinate abgelesen.

Die Schichtdickenabhängigkeit der beiden Hall-Konstanten ist in Abb. 5.7(b) dargestellt. Für  $R_s$  zeigt sich zunächst bis  $d_{\text{Co}} = 5 \text{ nm}$  ein Anstieg auf den Maximalwert von ca.  $2,4 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3/\text{C}$ , gefolgt von einem Abfall entsprechend eines  $1/d_{\text{Co}}$ -Verhaltens mit einem Grenzwert bei großen Kobaltdicken von etwa  $1 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3/\text{C}$ . Damit liegen die Werte für die anomale Hall-Konstante im Bereich der Literaturwerte ( $R_s^{\text{Co}} = +(0,6..3) \cdot 10^{-9} \text{ m}^3/\text{C}$ , siehe Abschnitt 3.2.5).

Der Kurvenverlauf deutet darauf hin, dass sich der AHE zusammensetzt aus einem Volumenanteil, der für den Grenzwert bei großen Schichtdicken verantwortlich ist, und einem Grenzflächenanteil, der für die Schichtdickenabhängigkeit von  $R_s$  für  $d_{\text{Co}} > 9 \text{ nm}$  sorgt. Ein Beitrag der Grenzflächen zum AHE wurde in der Literatur häufig beobachtet [153, 152, 154, 146, 196]. Gerber et al. haben in dünnen Nickel-Filmen einen Grenzflächenbeitrag zum AHE gefunden, der linear mit dem Längswiderstandsbeitrag der Grenzfläche skaliert und mit zunehmender kristalliner Qualität der Filme ansteigt [153, 152]. Es wurde argumentiert, dass generell alle Streumechanismen, die einen Längswiderstandsbeitrag hervorrufen, auch einen Beitrag zur Hall-Spannung liefern können und darauf separat untersucht werden müssen [154]. Bei der Untersuchung polykristalliner Kobaltfilme wurde von J. Kötzler und W. Gil in qualitativer Übereinstimmung mit den Ergebnissen für Nickel von Gerber et al. ein Anstieg von  $R_s$  mit abnehmender Filmdicke beobachtet [146]. Bei einer Reduktion der Schichtdicke von 188 nm auf 10 nm wurde bei Raumtemperatur ein Anstieg der anomalen Hall-Konstanten auf mehr als den dreifachen Wert gefunden. Von Zhang et al. wurde in Co/Pt-Multilagen ein oszillatorisches Verhalten von  $R_s$  mit der Anzahl der Bilagen beobachtet, das auf die Grenzflächenstreuung zurückgeführt wurde [196].

Die Schichtdickenabhängigkeit der für den jeweiligen Co/Pt-Schichtaufbau gültigen nor-

malen Hall-Konstante  $R_0$  zeigt einen starken Anstieg bei kleinen Filmdicken, der ab  $d_{\text{Co}} = 15$  nm schwächer wird und schließlich ab  $d_{\text{Co}} = 30$  nm einen Sättigungswert von etwa  $R_{0,s} = -2 \cdot 10^{-10} \text{ m}^3/\text{C}$  annimmt. Dabei muss allerdings berücksichtigt werden, dass sich der gemessene normale Hall-Effekt in nicht trivialer Weise aus den jeweiligen Effekten der unterschiedlichen Materialien zusammensetzt. Da  $R_0^{\text{Pt}}$  deutlich kleiner ist als  $R_0^{\text{Co}}$  (siehe Refs. [71, 142, 119]), kann man in erster Näherung annehmen, dass der normale Hall-Effekt hauptsächlich in der Kobalt-Schicht erzeugt wird. Dann lässt sich analog zu der außergewöhnlichen Hall-Konstante ein  $R_0^{\text{Co}}$  für die Kobaltschicht bestimmen, indem man in Gl. 5.9  $d_{\text{Co}}$  statt  $d$  verwendet und in Gl. 5.11 auf den Faktor  $I_{\text{Co}}/I$  verzichtet. Obwohl der Platin-Shunt auf diese Weise aus der Messung korrigiert ist, zeigen die Werte qualitativ denselben Verlauf wie die in Abb. 5.7(b) gezeigte Schichtdickenabhängigkeit von  $R_0$ , nur dass der Sättigungswert mit  $R_{0,s}^{\text{Co}} = -1,9 \cdot 10^{-10} \text{ m}^3/\text{C}$  um 5% kleiner ist. Experimentelle Arbeiten, in denen die Abhängigkeit der normalen Hall-Konstante von Kobalt von der Filmdicke untersucht wurde, sind selten. Kötzler und Gil haben in den von ihnen untersuchten Co-Filmen mit Schichtdicken zwischen 10 nm und 188 nm ein konstantes  $R_0^{\text{Co}}$  entsprechend des Literaturwerts gefunden [146]. In Co/Pt-Multilagenn haben Canedy et al. positive Werte für  $R_0$  gefunden [193], was wahrscheinlich auf die Hochfeld-Suszeptibilität ihrer nur wenige Monolagen dicken Kobaltschichten zurückzuführen ist [92].

## 5.6 Modifizierung der Grenzfläche durch eine Kupfer-Zwischenschicht

In den vorigen Abschnitten wurde gezeigt, dass der AIMR im Bereich der Grenzfläche zwischen Kobalt und Platin entsteht. Im Folgenden wird der Einfluss untersucht, den eine Zwischenschicht aus einem dritten Material an der Co/Pt-Grenzfläche auf den AIMR und die Anisotropie hat. In Kombination mit diesem Material sollte Kobalt keinen oder nur einen sehr kleinen AIMR aufweisen, damit die Modifizierung der Co/Pt-Grenzfläche einen signifikanten Effekt auf den AIMR der Probe haben kann. In einer Voruntersuchung wurden Kobalt-Schichtsysteme mittels Elektronenstrahlverdampfung hergestellt, wobei die Platin-Wachstums- und Deckschicht durch ein anderes, nicht magnetisches Metall ersetzt wurde. Zwar weisen die so hergestellten Proben andere strukturelle Eigenschaften auf als die mittels der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Sputter-Verfahren hergestellten Proben. Bei Co/Pt-Proben führen jedoch beide Herstellungstechniken zu qualitativ vergleichbaren Magnetotransport-Eigenschaften. Es zeigte sich, dass ein Co/Cu-Schichtsystem einen betragsmäßig kleinen, negativen *op*-MR aufweist, der wahrscheinlich auf den GSE zurückzuführen ist [92].

Daraufhin wurden zwei Co/Cu/Pt-Probenserien mit Cu-Zwischenschicht mittels Sputtertechniken hergestellt. Dies wurde nach einem Umbau der Präparationskammer möglich, nach dem neben den Co- und Pt-Magnetrons nun auch Platz für drei weitere Magnetrons zur Verfügung steht. Während sich die Geometrie für das Magnetron-Ionenstrahlzerstäuben nicht verändert hat, hat sich der Abstand zwischen ECR-Pt-Target und Probe hal-

biert, so dass die ECR-Auftragsrate in etwa vervierfacht wurde. Die Auswirkungen dieser Änderung auf die magnetischen Eigenschaften der Proben werden im Zusammenhang mit den im Folgenden vorgestellten Ergebnissen diskutiert.

Der Schichtaufbau beider Probenserien ist vergleichbar mit dem der bisher untersuchten Co/Pt-Serie (siehe Abschnitt 4.1.2). Während die Kobalt- und Platinschichtdicken konstant bleiben, wird zwischen der Kobaltschicht und der Platin-Decklage eine Kupferschicht mit  $d_{\text{Cu}} = 0.8$  nm mittels DC-Magnetron-Ionenstrahlzerstäubung präpariert. Bei der zweiten Probenserie wird zusätzlich die Grenzfläche zur Pt-Wachstumsschicht durch eine zweite Kupfer-Zwischenschicht mit derselben Dicke modifiziert. Wie schon im Fall der Herstellung von Kobalt- und Platin-Magnetronschichten beträgt der Arbeitsdruck dabei  $3,3 \cdot 10^{-3}$  mbar. Die Energie der Argon-Ionen befindet sich zwischen 650 eV und 700 eV, woraus sich eine Kupfer-Auftragsrate von ca. 0,07 nm/s ergibt, die mittels AFM kalibriert wurde. Die Kobaltdicke wurde konstant zu  $d_{\text{Co}} = 6$  nm gewählt, da hier ein maximaler AIMR bei den Co/Pt-Proben gefunden wird (siehe Abb. 5.6).

Zwischen der Herstellung der beiden Probenserien kam es zu einer abrupten Änderung der Auftragsrate des ECR-Platins, deren Ursache bisher unverstanden ist. Die Folge ist, dass die Wachstumsschichten der Proben mit zwei Cu-Schichten dünner sind als bei den Proben der anderen Serie. Mit Hilfe von Strukturuntersuchungen an Co/Pt-Proben, die im selben Zeitraum in der Präparationskammer hergestellt wurden, konnte die Änderung nachvollzogen und die Dicke der hergestellten ECR-Schichten für die Probenserie mit zwei Kupferlagen zu  $d_{\text{Pt}}^{\text{ECR}} = (2,7 \pm 0,1)$  nm bestimmt werden. Die Wachstumsschicht der Probenserie mit einer Cu-Schicht weist die gewünschte Solldicke von 4 nm auf. Der Schichtaufbau beider Probenserien wird in Abb. 5.8 veranschaulicht.

Trotz unterschiedlich dicker Wachstumslagen ist eine Vergleichbarkeit beider Probenserien bezüglich der Anisotropie und des AIMR gegeben, was in den folgenden Abschnitten 5.6.1 und 5.6.2 gezeigt wird.

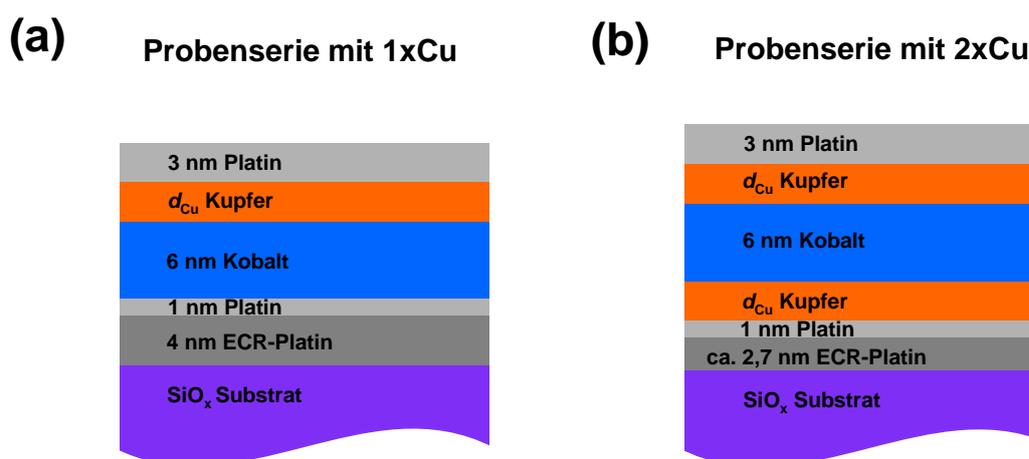


Abbildung 5.8: Schichtaufbau der Probenserien mit (a) einer bzw. (b) zwei Kupfer-Zwischenschichten der Dicke  $d_{\text{Cu}}$ .

### 5.6.1 Effektive Anisotropie in Co/Cu/Pt-Schichtsystemen

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Kupfer-Zwischenlagen auf die effektive Anisotropie der Proben untersucht. Hierzu wurde das Ummagnetisierungsverhalten der Proben in harter Richtung der Magnetisierbarkeit mittels anomalen Hall-Effekts gemessen. Qualitativ zeigen alle Proben mit Cu-Zwischenschicht dasselbe Ummagnetisierungsverhalten, das bereits von der Probe ohne Kupferschicht bekannt ist (siehe Abb. 5.7). In Abb. 5.9(a) ist dieses Verhalten für die Probe mit zwei Kupfer-Zwischenlagen der Dicke  $d_{\text{Cu}} = 0,5 \text{ nm}$  exemplarisch dargestellt. Der Hall-Widerstand zeigt einen nahezu linearen Verlauf während der Ummagnetisierung mit dem Feld. Zur Bestimmung der Anisotropiekonstanten  $K_{1,\text{eff}}$  und  $K_2$  der Proben wurde Gl. 2.17 an die Messungen des Hall-Widerstands angepasst. Dabei gilt:  $m_{\perp} = \frac{M_{\perp}}{M_s} = \frac{R_{\text{AHE}}}{R_{\text{AHE},s}}$ . Für  $K_2$  wurde ein konstanter Wert von  $K_2 = (90 \pm 30) \text{ kJ/m}^3$  gefunden, der mit dem der Co/Pt-Serie im Rahmen des Fehlers eine gute Übereinstimmung zeigt (siehe Abschnitt 4.2.4).

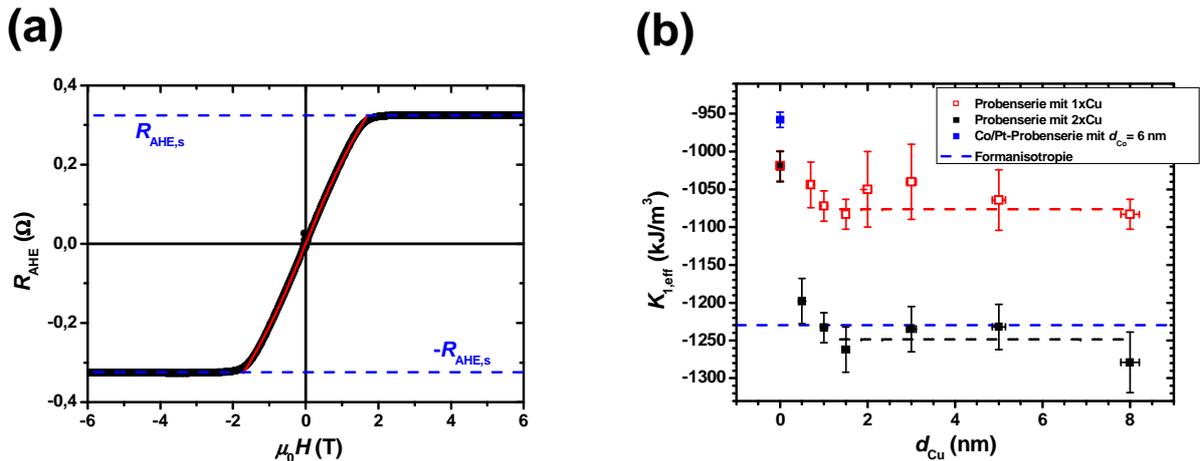


Abbildung 5.9: (a) Hall-Widerstand  $R_{\text{AHE}}$  der Probe mit zwei Cu-Schichten der Dicke  $d_{\text{Cu}} = 0,5 \text{ nm}$  nach Abzug des normalen Hall-Effekts. Die Anisotropiekonstanten  $K_{1,\text{eff}}$  und  $K_2$  werden aus der Anpassung nach Gl. 2.17 (rot) bestimmt, in die der Sättigungswert  $R_{\text{AHE},s}$  (blau) eingeht. (b) Auftragung der effektiven Anisotropiekonstanten 1. Ordnung der beiden Probenserien gegen die Dicke der einzelnen Kupferschichten. Die jeweiligen Sättigungswerte sind aus den Messwerten für  $d_{\text{Cu}} \geq 1,5 \text{ nm}$  unter Gewichtung der jeweiligen Messfehler bestimmt und als gestrichelte Linie in der Farbe der Messpunkte angegeben. Als Referenz ist der Wert aus der Co/Pt-Probenserie mit  $d_{\text{Co}} = 6 \text{ nm}$  angegeben (blauer Punkt). Die Formanisotropie eines Kobalt-Films von  $-\frac{\mu_0}{2} M_s^2 = -1,23 \text{ MJ/m}^3$  ist als blaue gestrichelte Linie dargestellt.

Die für beide Probenserien erhaltenen effektiven Anisotropiekonstanten 1. Ordnung sind in Abb. 5.9(b) gegen die Kupfer-Schichtdicke aufgetragen. Der Wert für  $K_{1,\text{eff}}$  ohne Kupferschicht ( $d_{\text{Cu}} = 0$ ) ist im Rahmen des Fehlers für beide Probenserien identisch und beträgt

$-(1020 \pm 20)$  kJ/m<sup>3</sup>. Das zeigt, dass die unterschiedliche Dicke der Platin-Wachstumslagen keinen messbaren Einfluss auf die Anisotropie hat. Der Referenzwert aus der Co/Pt-Serie ist mit  $K_{1,\text{eff}}^{\text{Co/Pt}} = -(960 \pm 10)$  kJ/m<sup>3</sup> etwas größer. Die Ursache hierfür wird später diskutiert.

Mit steigender Kupferdicke zeigt sich ein leichter Abfall der Werte zu negativeren Anisotropiekonstanten für die Probenserie mit einer Kupferschicht bzw. ein stärkerer Abfall im Fall von zwei Kupferschichten. Ab einer Schichtdicke der Kupferlagen von etwa 1,5 nm bleibt die Anisotropie im Rahmen des Fehlers konstant, wobei sich Sättigungswerte von  $K_{1,\text{eff},s}^{1 \times \text{Cu}} = -(1080 \pm 10)$  kJ/m<sup>3</sup> für die Probenserie mit einer Kupfer-Zwischenschicht und  $K_{1,\text{eff},s}^{2 \times \text{Cu}} = -(1250 \pm 20)$  kJ/m<sup>3</sup> für die zweite Probenserie ergeben. Letzterer Wert entspricht im Rahmen des Fehlers der Formanisotropie eines Kobalt-Films.

Daraus folgt einerseits, dass die Kupferschichten bereits ab  $d_{\text{Cu}} = 1,5$  nm eine geschlossene Grenzfläche mit konstanter Grenzflächen-Anisotropie zum Kobalt bilden. Zum anderen zeigt sich aus dem Sättigungswert der Probenserie mit zwei Kupferlagen, dass die Summe aus Volumenanisotropie und Co/Cu-Grenzflächenanisotropie verschwindet:

$$K_{1V}^{\text{Co/Cu}} + \frac{2K_{1S}^{\text{Co/Cu}}}{d_{\text{Co}}} = 0 \quad (5.12)$$

Im Folgenden wird gezeigt, dass die in Co/Cu-Systemen zu erwartenden Grenzflächen- und Volumenanisotropiebeiträge positiv sind. Um Gl. 5.12 erfüllen zu können, müssen demnach beide Beiträge getrennt voneinander verschwinden:

$$K_{1V}^{\text{Co/Cu}} = K_{1S}^{\text{Co/Cu}} = 0 \quad (5.13)$$

Folglich sind die Formanisotropie  $-\frac{\mu_0}{2} M_s^2$  und die Co/Pt-Grenzflächenanisotropie  $K_{1S}^{\text{Co/Pt}}$  die einzigen relevanten Anisotropiebeiträge in den untersuchten Probenserien.

Für  $K_{1S}^{\text{Co/Cu}}$  werden in der Literatur je nach Präparationsprozess positive Werte im Bereich 0..0,5 mJ/m<sup>2</sup> angegeben [105]. Die Volumenanisotropie setzt sich aus magnetokristallinen und magnetoelastischen Anteilen zusammen. Der magnetokristalline Anteil befindet sich laut Literatur im Bereich von  $K_{1V,\text{mk}}^{\text{Co/Cu}} = +(30..330)$  kJ/m<sup>3</sup> [105]. Die Verspannung aufgrund der unterschiedlichen Gitterkonstanten für das Wachstum von Co auf Cu beträgt etwa  $\epsilon_0^{\text{Co/Cu}} = (a_{\text{Cu}}^{\text{fcc}} - a_{\text{Co}}^{\text{fcc}}) / a_{\text{Co}}^{\text{fcc}} = 2\%$ . Sofern diese Verspannung nicht abgebaut wird, ergibt sich nach Gl. 2.10 ein magnetoelastischer Anisotropiebeitrag von  $K_{1V,\text{me}}^{\text{Co/Cu}} \approx +800$  kJ/m<sup>3</sup>. Da fcc-Pt eine größere Gitterkonstante als fcc-Cu und fcc-Co hat, erhöht sich dieser Wert sogar noch, wenn berücksichtigt wird, dass das Kupfer wahrscheinlich auch schon verspannt auf der Pt-Wachstumsschicht aufwächst. Eine Verspannung der Kobaltschicht würde also genau wie der magnetokristalline Beitrag zu einer Erhöhung der effektiven Anisotropiekonstante 1. Ordnung führen. Da Letztere im Wesentlichen der Formanisotropie entspricht, kann eine signifikante Verspannung der Kobaltschicht somit ausgeschlossen werden.

Da für das Wachstum von Kobalt auf einer Platin-Wachstumsschicht ebenfalls ein verschwindender Volumenbeitrag zur Anisotropie gefunden wurde (siehe Tab. 4.2), müsste

der Wert der effektiven Anisotropiekonstante der Referenzproben ( $d_{\text{Cu}} = 0$ ) demjenigen aus der Co/Pt-Probenserie mit  $d_{\text{Co}} = 6$  nm entsprechen. Tatsächlich liegt dieser aber um etwa  $60 \text{ kJ/m}^3$  höher (siehe Abb. 5.9(b)). Dies deutet darauf hin, dass die mittlere Co/Pt-Grenzflächenanisotropie in den Probenserien mit Kupfer-Zwischenschicht im Vergleich zu dem in Tab. 4.2 angegebenen Wert für die Co/Pt-Serie mit  $K_{1\text{S}}^{\text{Co/Pt}} = (0,6 \pm 0,2) \text{ mJ/m}^2$  etwas kleiner ist. Wahrscheinlich lässt sich das auf eine leicht unterschiedliche Beschaffenheit der Grenzfläche aufgrund des Umbaus der Präparationskammer mit der einhergehenden Änderung der Auftragsrate für die Platin-Wachstumslage zurückführen.

Bei dem Verlauf von  $K_{1,\text{eff}}$  für die Probenserie mit nur einer Kupferlage in Abb. 5.9(b) ist auffällig, dass der Sättigungswert für  $d_{\text{Cu}} \geq 1,5$  nm nicht mittig zwischen dem Referenzwert ohne Kupferschicht und dem Sättigungswert für die zweite Probenserie liegt. Das deutet darauf hin, dass die untere Pt/Co-Grenzfläche zur Wachstumsschicht (die wahrscheinlich mit wachsender Kupferdicke in guter Näherung unverändert bleibt) einen größeren Beitrag zur Grenzflächenanisotropie leistet als die obere Co/Pt-Grenzfläche zur Deckschicht, wie es bereits für Pt/Co/Pt-Schichten von Bandiera et al. beobachtet wurde [197]. Dort wurde die Asymmetrie auf unterschiedlich starke Durchmischungen und unterschiedliche Verspannungen an den Grenzflächen zurückgeführt.

Im Folgenden wird die Grenzflächenanisotropie der oberen („Co/Pt“-) und unteren („Pt/Co“-) Grenzfläche getrennt voneinander bestimmt. Aus der Anisotropieänderung, die mit der Substitution der oberen Co/Pt-Grenzfläche durch eine Co/Cu-Grenzfläche in der Probenserie mit einer Cu-Lage einhergeht, lässt sich die Anisotropie der oberen Co/Pt-Grenzfläche berechnen. Für die Probe ohne Kupferschicht setzt sich  $K_{1,\text{eff}}$  folgendermaßen zusammen:

$$K_{1,\text{eff}}^{\text{Co/Pt}} = K_{1\text{V}}^{\text{Co/Pt}} - \frac{\mu_0}{2} M_s^2 + \frac{K_{1\text{S}}^{\text{Pt/Co}} + K_{1\text{S}}^{\text{Co/Pt}}}{d_{\text{Co}}} \quad (5.14)$$

Dahingegen gilt für den Sättigungswert für  $d_{\text{Cu}} > 1,5$  nm:

$$K_{1,\text{eff,s}}^{1 \times \text{Cu}} = K_{1\text{V}}^{\text{Co/Pt}} - \frac{\mu_0}{2} M_s^2 + \frac{K_{1\text{S}}^{\text{Pt/Co}} + K_{1\text{S}}^{\text{Co/Cu}}}{d_{\text{Co}}} \quad (5.15)$$

Dabei wird davon ausgegangen, dass die Volumenanisotropie durch die auf der Kobaltschicht aufgetragene Kupferlage nicht geändert wird. Aus der Differenz der Gl. 5.14 und 5.15 unter Berücksichtigung von  $K_{1\text{S}}^{\text{Co/Cu}} = 0$  (siehe Gl. 5.13) ergibt sich für die obere Co/Pt-Grenzfläche:  $K_{1\text{S}}^{\text{Co/Pt}} = (0,4 \pm 0,2) \text{ mJ/m}^2$ . Zusammen mit der mittleren Co/Pt-Grenzflächenanisotropie ergibt sich für die untere Pt/Co-Grenzfläche:  $K_{1\text{S}}^{\text{Pt/Co}} = (0,9 \pm 0,4) \text{ mJ/m}^2$ . In Tab. 5.2 sind die gefundenen Anisotropiekonstanten zusammengefasst.

### 5.6.2 AIMR in Co/Cu/Pt-Schichtsystemen

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Kupfer-Zwischenschichten auf den AIMR untersucht. Im Unterschied zu der Vorgehensweise bei den Co/Pt-Proben in Abschnitt 5.4

$K_{1V}^{\text{Co/Cu}}$	$K_{1S}^{\text{Co/Cu}}$	$K_{1S}^{\text{Co/Pt (mittel)}}$	$K_{1S}^{\text{Co/Pt (oben)}}$	$K_{1S}^{\text{Pt/Co (unten)}}$
0	0	$(0,6 \pm 0,2) \text{ mJ/m}^2$	$(0,4 \pm 0,2) \text{ mJ/m}^2$	$(0,9 \pm 0,4) \text{ mJ/m}^2$

Tabelle 5.2: Bei der Untersuchung der Probenserien mit einer bzw. zwei Kupfer-Zwischenlagen gefundene Anisotropiekonstanten.

wird hier auf eine Normierung der  $op$ -Widerstandsdifferenz auf den Kobaltstrom verzichtet. Dieser lässt sich zwar analog zur Untersuchung der Co/Pt-Probenserie aus einem Parallelstrommodell bestimmen. Da aber im Vergleich die Gesamtschichtdicke der Co/Cu/Pt-Probenserie deutlich weniger variiert wird als bei der Co/Pt-Serie, ist auch die Schichtdickenabhängigkeit des Widerstands weniger ausgeprägt. Entsprechend lässt sich der Widerstand der Proben mit dem Parallelstrommodell weniger genau anpassen, so dass die berechneten Größen mit relativ hohen Fehlern behaftet sind.

Stattdessen wird der AMR zur Normierung verwendet. Das ist unter der Annahme erlaubt, dass der AMR im Wesentlichen unabhängig von der Kupfer-Schichtdicke ist und somit ein Maß für den Kobaltstrom darstellt.

Vor der Diskussion der normierten Werte werden im Folgenden zunächst die Widerstandsdifferenzen  $\Delta\rho_{i,\text{Co}}$  ( $i = (ip, op)$ ) vorgestellt. Sie sind in Abhängigkeit von der Kupferdicke für die Probenserien mit einer bzw. zwei Kupfer-Schichten in Abb. 5.10(a) bzw. 5.10(b) dargestellt.

Bei der Probenserie mit einer Cu-Schicht werden beide Widerstandsdifferenzen mit wachsender Kupferdicke kleiner. Der Abfall erfolgt zunächst näherungsweise linear und zeigt bei großen Schichtdicken ein Sättigungsverhalten, wobei die Werte asymptotisch gegen Null gehen. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Co/Pt-Probenserie sind die Werte der  $op$ -Widerstandsdifferenz stets kleiner als die entsprechenden  $\Delta\rho_{ip,\text{Co}}$ . Bei der Probenserie mit zwei Kupferschichten zeigt sich qualitativ das gleiche Bild, wobei hier aufgrund der doppelt so großen Gesamtdicke der Cu-Schichten das asymptotische Verhalten deutlicher zu erkennen ist. Die bei beiden Probenserien voneinander abweichenden Startwerte für  $d_{\text{Cu}} = 0$  sind eine Folge der verschiedenen Dicken der Platin-Wachstumsschicht und dem damit verbundenen unterschiedlich großen Nebenschluss-Widerstand.

Insgesamt werden die in Abb. 5.10 dargestellten Kurvenverläufe durch den Kupfer-Shunt, der mit wachsender Kupferdicke an Einfluss gewinnt, dominiert. Um diesen Einfluss auf den AIMR zu eliminieren, wird die  $op$ -Widerstandsdifferenz auf die  $ip$ -Widerstandsdifferenz normiert, wie es bereits in Abschnitt 5.4 für die Co/Pt-Serie durchgeführt wurde.

Die normierten  $op$ -Widerstandsdifferenzen sind in Abb. 5.11 für beide Probenserien aufgetragen. Es sei explizit darauf hingewiesen, dass die Werte in dieser Darstellung nicht gegen die Gesamt-Kupferdicke, sondern die Dicke der einzelnen Kupferschichten aufgetragen ist, um eine bessere Vergleichbarkeit zu ermöglichen. Beide Referenzproben ohne Kupferschicht zeigen mit ca. 68% denselben Wert, der sich mit dem Vergleichswert der Co/Pt-Serie deckt. Dies zeigt, dass die dargestellte Größe  $\Delta\rho_{op}/\Delta\rho_{ip}$  im Wesentlichen unabhängig ist von den mit unterschiedlicher Auftragsrate und verschiedenen Dicken her-

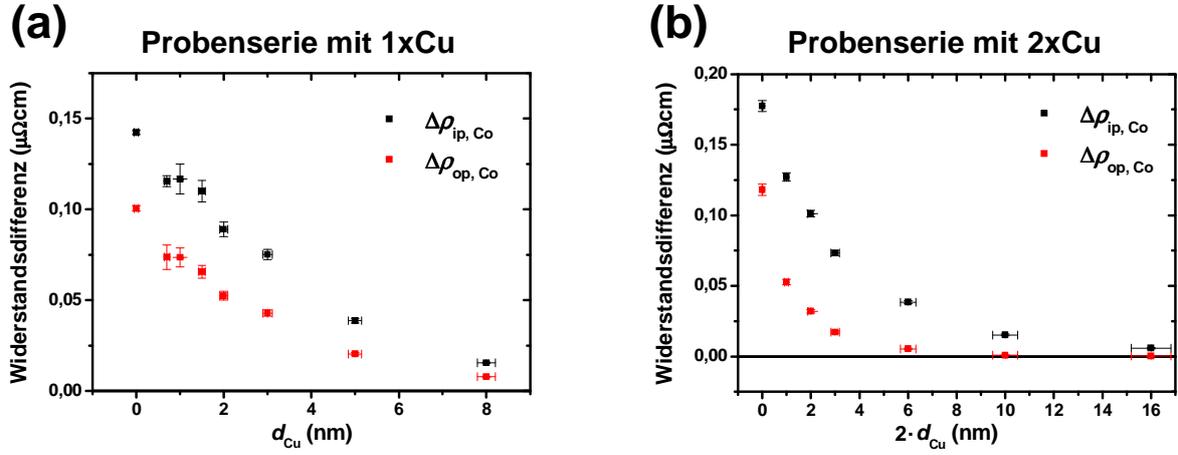


Abbildung 5.10: Spezifische Widerstandsdifferenzen  $\Delta\rho_{ip,Co}$  und  $\Delta\rho_{op,Co}$  in Abhängigkeit der Gesamt-Kupferdicke  $d_{Cu}$  für die Probenserie mit einer (a) bzw. zwei Kupfer-Zwischenschichten (b).

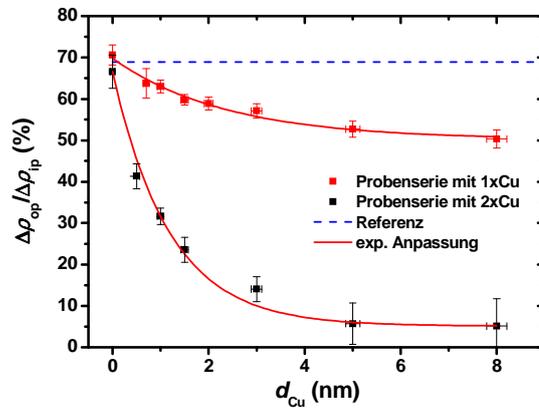


Abbildung 5.11: Auf die *ip*-Widerstandsdifferenzen normierten *op*-Widerstandsdifferenzen der Probenserien mit einer (rot) bzw. zwei Kupfer-Zwischenschichten (schwarz) in Abhängigkeit von der Dicke der einzelnen Kupferschichten. Die Kurvenverläufe sind an einen exponentiellen Abfall  $\propto \exp(-d_{Cu}/\delta)$  angepasst (rote Linien). Der  $\Delta\rho_{op}/\Delta\rho_{ip}$ -Wert von der Probe aus der Co/Pt-Serie mit  $d_{Co} = 6$  nm ist als Referenz angegeben (blaue gestrichelte Linie).

gestellten Platin-Wachstumslagen. Die Probenserie mit zwei Kupferschichten zeigt einen starken Abfall des *op*-MR mit wachsender Kupferschichtdicke, der etwa ab  $d_{\text{Cu}} = 6$  nm bei einem Wert von  $(5 \pm 6)\%$  sättigt. Dieser Wert ist mit einem großen Fehler behaftet, da das zu erwartende  $\cos^2 \theta$ -Verhalten des AIMR in der Rotationsmessung von einem weiteren Effekt überlagert wird. Dieser ist proportional zu  $\cos \theta$ , was auf einen Hall-Effekt deutet, der sich aufgrund einer nicht perfekten Probengeometrie zu einem kleinen Teil auch in der Messung des Längswiderstands zeigt.

Der Abfall der normierten *op*-Widerstandsdifferenz lässt sich über ein exponentielles Zerfallsgesetz ( $\propto \exp(-d_{\text{Cu}}/\delta)$ ) beschreiben, wobei als Sättigungswert der für  $d_{\text{Cu}} = 8$  nm gemessene  $\Delta\rho_{op}/\Delta\rho_{ip}$ -Wert von 5,1% vorgegeben wurde. Es ergibt sich eine Abklinglänge des *op*-Effekts von  $\delta_{2\times\text{Cu}} = (1,2 \pm 0,1)$  nm. Die Anpassung ist in Abb. 5.11 als rote Linie dargestellt.

Die sukzessive Überführung einer Co/Pt-Grenzfläche in eine Co/Cu-Grenzfläche führt also zu einem Verschwinden des in Co/Pt-Schichtsystemen gefundenen AIMR. Es ist nicht zu erwarten, dass das Kobalt-Volumenmaterial durch diese Modifikation der Grenzfläche erheblich in seinen Eigenschaften verändert wird. Somit ist dies eine Bestätigung der bereits in den Abschnitten 5.3.1 und 5.4.1 beschriebenen Tatsache, dass der AIMR an der Co/Pt-Grenzfläche entsteht. Die Kupferdicke, bei der der AIMR praktisch verschwindet, entspricht der mittleren freien Weglänge der Elektronen in der Kupferschicht von  $\lambda_{\text{Cu}} = (5 \pm 2)$  nm. Diese wurde wie in Abschnitt 5.4.1 aus der Ladungserhaltung und dem spezifischen Widerstand des Cu-Volumenmaterials  $\rho_{\text{Cu}}^{\text{Vol}}$  berechnet, der aus der Anpassung des Parallelstrommodells an den Widerstand der Proben  $R(d_{\text{Cu}})$  bestimmt wurde (nicht gezeigt).

Für die Serie mit nur einer Cu-Schicht zeigt sich ebenfalls ein exponentieller Abfall der normierten *op*-Widerstandsdifferenz  $\Delta\rho_{op}/\Delta\rho_{ip}$  mit zunehmender Cu-Dicke, die in einen Sättigungswert von etwa 50% mündet. Die Abklinglänge ist mit  $\delta_{1\times\text{Cu}} = (2,4 \pm 0,4)$  nm doppelt so groß, wie für die Probenserie mit zwei Kupferschichten. Mögliche Erklärungen hierfür werden am Ende dieses Abschnitts diskutiert.

Bezogen auf den Anfangswert sinkt  $\Delta\rho_{op}/\Delta\rho_{ip}$  etwa um 25%. Unter der Voraussetzung, dass die Co/Cu/Pt-Grenzflächenregion bei genügend dicker Kupferschicht keinen bzw. einen verschwindend geringen Beitrag zum *op*-MR liefert, würde man zunächst einen Abfall auf die Hälfte des Werts ohne Kupfer-Zwischenschicht erwarten, da nur eine Co/Pt-Grenzfläche modifiziert wird und die andere erhalten bleibt.

Der Grund, warum dies nicht beobachtet wird, ist noch nicht endgültig verstanden. Wahrscheinlich leisten die beiden Co/Pt-Grenzflächen einen unterschiedlichen Beitrag zum AIMR, wie es bereits für die Grenzflächenanisotropie beobachtet wurde (siehe Abschnitt 5.6.1). Die Ursache hierfür könnte eine unterschiedlich starke Durchmischung der Co/Pt-Grenzschichten sein [197].

Andererseits könnte auch eine inhomogene Stromdichteverteilung in der Kobaltschicht für unterschiedliche Beiträge der Grenzflächen zum AIMR sorgen, selbst wenn die Grenzflächen identische Eigenschaften besitzen würden. Aufgrund der besseren Leitfähigkeit von Kupfer im Vergleich zu Platin ist allerdings zu erwarten, dass die Stromdichte an

der Co/Cu-Grenzfläche, die praktisch keinen AIMR erzeugt, größer ist. Danach würde man entgegen des experimentellen Befundes einen Abfall von  $\Delta\rho_{op}/\Delta\rho_{ip}$  auf einen Wert erwarten, der kleiner als die Hälfte des Referenzwerts von 68% ist. Auch die größere Abklinglänge des normierten *op*-MR bei der Probenserie mit einer Kupferschicht lässt sich damit nicht erklären, da mit zunehmender Cu-Dicke die relative Stromdichte an der Co/Pt-Grenzfläche sinkt und der AIMR dadurch schneller abfallen sollte als bei der Probenserie mit zwei Cu-Schichten. Trotzdem muss davon ausgegangen werden, dass die Inhomogenität der Stromdichte in der Co-Schicht einen Einfluss auf die Messungen hat. Bisher wurde nicht untersucht, ob das auf einer Kupferschicht wachsende Kobalt eine im Vergleich zu dem bereits untersuchten Wachstum auf Platin unterschiedliche Kristallinität aufweist, die einen Einfluss auf  $\Delta\rho_{ip}$  und somit auch auf die Abklinglänge der normierten Größe  $\Delta\rho_{op}/\Delta\rho_{ip}$  haben könnte [127]. Dies könnte dazu führen, dass ein direkter Vergleich der normierten *op*-Widerstandsdifferenzen der beiden Probenserien mit einer bzw. zwei Cu-Schichten unzulässig ist.

Des Weiteren darf nicht vergessen werden, dass in beiden Probenserien mit Cu-Zwischenschichten eine Kobaltdicke von 6 nm gewählt wurde. Der AMR, auf den der *op*-MR normiert wird, zeigt aber einen noch unverstandenen Anstieg mit der Kobaltschichtdicke bis  $d_{Co} = 9$  nm (siehe Abb. 5.6(a)). Dessen Ursache könnte in den beiden Probenserien unterschiedlich stark ausgeprägt sein, was deren Vergleichbarkeit ebenfalls einschränken würde.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick Teil I

Die in diesem Teil der Arbeit untersuchten polykristallinen Pt/Co/Pt-Schichtsysteme wurden über eine Kombination aus ECR- und DC-Magnetron-Sputtern hergestellt. Das Platin zeigt ein leicht verspanntes Filmwachstum mit einer ausgeprägten fcc(111)-Textur. Die Kristallstruktur der Kobaltschicht lässt sich mit den verwendeten Methoden nicht eindeutig identifizieren. Allerdings gibt es erste experimentelle Hinweise darauf, dass das Kobalt entgegen der Erwartung auch bei großen Schichtdicken größtenteils in fcc(111)-Struktur vorliegt, obwohl Kobalt-Volumenkristalle bei Raumtemperatur ein Wachstum in hcp-Struktur bevorzugen. Die laterale Korngröße beträgt in allen Proben  $(11 \pm 2)$  nm.

Die Co/Pt-Grenzflächen weisen eine durchschnittliche Ausdehnung von  $(0,7 \pm 0,2)$  nm in Wachstumsrichtung auf, die hauptsächlich auf eine Durchmischung von Kobalt und Platin zurückgeführt werden kann. Folglich liegt bei einer nominellen Kobaltdicke von 0,8 nm eine CoPt-Legierung vor. Die Verspannung des Kobalts in der Nähe der Co/Pt-Grenzflächen verliert mit wachsender Kobalt-Schichtdicke an Gewicht, was vermutlich zu der beobachteten Änderung der Anisotropiekonstanten im Bereich um  $d_{Co} = 4$  nm führt. Oberhalb einer Schichtdicke von  $d_{Co} = 12$  nm wird keine Verspannung der Kobaltschicht beobachtet.

Das Einfügen einer Kupfer-Zwischenschicht an der Co/Pt-Grenzfläche ermöglicht die Bestimmung des Grenzflächen-Anisotropiebeitrags  $K_{1S}$  der einzelnen Co/Pt-Grenzflächen. Es stellt sich heraus, dass die untere Pt/Co-Grenzfläche ein größeres  $K_{1S}$  aufweist als die obere Co/Pt-Grenzfläche. Die Ursache hierfür ist wahrscheinlich eine unterschiedlich stark ausgeprägte Durchmischung der Grenzflächen.

Der Magnetowiderstand der Proben wurde mittels zweier Messmethoden umfassend untersucht. Einerseits wurde die Abhängigkeit des Widerstands der Proben von der Stärke eines äußeren Magnetfelds gemessen, das in polarer, transversaler und longitudinaler Richtung angelegt wurde. Andererseits wurde die Winkelabhängigkeit des Widerstands bei einer Rotation der Proben in einem Sättigungsfeld bestimmt. Die Magnetisierung der Proben wurde dabei entweder in der Filmebene (*ip*-Geometrie) oder in der Ebene senkrecht zur Stromrichtung gedreht (*op*-Geometrie). In der *ip*-Geometrie tritt der AMR auf, dessen Abhängigkeit von der Kobaltdicke zunächst einen bisher unverstandenen Anstieg bis  $d_{Co} = 9$  nm aufweist. Bei größeren Kobaltdicken sättigt das AMR-Verhältnis bei etwa 1,5%, was dem Wert von Kobalt-Volumenmaterial entspricht.

In der *op*-Geometrie wurde der AIMR entdeckt, der sich durch eine Erhöhung des Längswiderstands der Proben auszeichnet, wenn die Magnetisierung aus der Filmebene in die Senkrechte gedreht wird [89]. Seine  $1/d_{Co}$ -Abhängigkeit zeigt, dass dieser Effekt in der Co/Pt-Grenzflächenregion entsteht. Dies wird dadurch bestätigt, dass der AIMR verschwindet, wenn an der Grenzfläche eine Kupfer-Zwischenschicht eingefügt wird. Die Messergebnisse deuten auf unterschiedliche Beiträge der beiden Co/Pt-Grenzflächen zum AIMR hin. Wie bereits für die Grenzflächen-Anisotropie diskutiert, könnte hierfür eine unterschiedliche Topografie der Grenzflächen verantwortlich sein. Neben dem AIMR tritt in der *op*-Messgeometrie der GSE auf, der in erster Näherung keine Abhängigkeit von

der Kobaltdicke zeigt. Beide Effekte weisen eine  $\cos^2$ -Abhängigkeit vom Winkel zur Probenormalen auf, wobei der GSE dem AIMR entgegengerichtet ist. Er sorgt für einen Vorzeichenwechsel in der  $op$ -Widerstandsdifferenz bei einer Kobaltdicke von  $d_{\text{Co}} = 35$  nm. Die Winkelabhängigkeit und das Vorzeichen des AIMR konnte im Rahmen einer vollrelativistischen *ab initio*-Berechnung reproduziert werden [90].

Generell stellen die nichtmagnetischen Wachstums- und Deckschichten für die Magneto-transportmessungen einen Nebenschlusswiderstand dar, der aus den Messungen korrigiert werden muss. In dieser Arbeit wurde dazu ein Parallelstrommodell unter Berücksichtigung der Grenzflächenstreuung nach dem Fuchs-Sondheimer(FS)-Modell aufgestellt, das die Kobalt-Schichtdickenabhängigkeit des Widerstands gut wiedergibt.

Damit lassen sich die MR-Messungen auf den Strom  $I_{\text{Co}}$  normieren, der durch die Kobaltschicht fließt. Eine weitere Möglichkeit zur Eliminierung des Nebenschlusswiderstands ist die Normierung der  $op$ -Widerstandsdifferenz auf die  $ip$ -Widerstandsdifferenz, die im Wesentlichen für  $d_{\text{Co}} > 9$  nm proportional zu  $I_{\text{Co}}$  ist. Beide Normierungen liefern qualitativ gleiche Ergebnisse. Phänomenologisch konnte der AIMR über eine Reduktion des Spiegelungsparameters  $p$  im FS-Modell um  $\Delta p = 0,03$  beschreiben werden, wenn die Magnetisierung aus der Filmebene in die Probennormale gedreht wird.

Im Bereich kleiner Kobaltdicken bis  $d_{\text{Co}} \approx 5$  nm ist die Größe des AIMR mit derjenigen des AMR vergleichbar. Dies ist beispielsweise bei der Interpretation von Messungen zum Domänenwand-Widerstand (DWR<sup>39</sup>) zu beachten. Entsprechende Untersuchungen werden häufig an Co/Pt-Schichtsystemen mit senkrechter magnetischer Vorzugsachse durchgeführt, da in diesen Systemen Blochwände auftreten, bei denen die Magnetisierungsrichtung in der Wandebene rotiert (siehe z.B. Refs. [198, 199, 200]). Dies führt bei senkrecht durch die Domänenwand (DW) fließendem Strom (CPW<sup>40</sup>-Geometrie) dazu, dass der AMR keinen extrinsischen Beitrag zum DWR leistet, da die Magnetisierung in der DW stets senkrecht zur Stromrichtung ausgerichtet ist. Der AIMR sorgt hingegen durchaus für einen extrinsischen Beitrag zum DWR in diesen Systemen, da die Magnetisierung in der Blochwand aus der Senkrechten in die Filmebene rotiert (transversale Geometrie), was aufgrund des AIMR zu einer Reduzierung des Widerstands führt.

Um die mikroskopische Ursache des AIMR zu verstehen, sollte in Zukunft untersucht werden, in welchen weiteren Materialsystemen dieser Effekt auftritt und wovon seine Größe abhängt. Dabei sollten einerseits die verwendeten Materialien und andererseits die Qualität der Grenzfläche variiert werden. Bisher zeigen vorläufige Versuchsergebnisse an mittels Elektronenstrahlverdampfung hergestellten Schichtsystemen, dass außer in Co/Pt der AIMR auch in Fe/Pt, Co/Pd, CoPt/Pt und Py/Pt auftritt [92]. In Ni/Pt, Co/Cu und Co/Au konnte der Effekt hingegen nicht nachgewiesen werden.

Neben der Störung der Co/Pt-Grenzfläche durch eine Kupfer-Zwischenschicht kann die Qualität der Grenzfläche auch durch alternative Herstellungsmethoden, künstliche Durchmischung mittels hochenergetischen Ionenbeschusses oder durch nachträgliche thermische

---

<sup>39</sup>Engl.: domain wall resistance

<sup>40</sup>Engl.: current perpendicular to wall

Behandlung beeinflusst werden. Die Herstellung des Co/Pt-Schichtsystems mittels Elektronenstrahlverdampfung oder ECR-Sputterns führt zu einem kleineren AIMR, was wahrscheinlich auf die mit diesen Methoden erzeugte geringere Qualität der Grenzflächen zurückgeführt werden kann [92]. Es stellt sich die Frage, ob sich der AIMR in einem epitaktischen System mit schärferen Grenzflächen erhöht.

Des Weiteren sollte die Temperaturabhängigkeit des Effekts untersucht werden. Zu diesem Zweck wurde bereits ein supraleitendes Magnetsystem angeschafft, das die Regelung der Proben temperatur ermöglicht. Da der AIMR ein Grenzflächeneffekt ist, sollte die Topografie der Grenzfläche bei weiteren Untersuchungen bekannt sein. Hierzu bieten sich hochaufgelöste TEM<sup>41</sup>-Aufnahmen an. Durch weitere Strukturuntersuchungen sollten die Fragen geklärt werden, ob das Kobalt wie vermutet hauptsächlich in fcc-Struktur wächst und ob sich die Änderung der Anisotropiekonstanten im Bereich von  $d_{Co} \approx 4$  nm mit einem Wechsel des Kristallwachstums oder mit dem Abbau von Verspannungen erklären lässt. Zur Validierung der im Zusammenhang mit der Kupfer-Zwischenschicht gemachten Aussagen steht die Untersuchung der Struktur der entsprechenden Proben noch aus.

Neben den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Magnetotransport-Messungen werden derzeit auch die magneto-thermoelektrischen Effekte (Seebeck- und Nernst-Effekt) in Co/Pt-Schichtsystemen untersucht. Erste Ergebnisse belegen, dass sich auch in der Thermospannung eine Anisotropie zeigt, wenn die Magnetisierung aus der Filmebene in die Probennormale rotiert wird [92].

---

<sup>41</sup>Transmissions-Elektronen-Mikroskop

Teil II

# Charakterisierung einzelner Co/Pt-Nanoteilchen

In diesem Teil der Arbeit wird das Verfahren zur Präparation von Hall-Kreuzen mit darauf befindlichen Co/Pt-Nanopartikeln vorgestellt und erste Ergebnisse zum Ummagnetisierungsverhalten dieser Partikel präsentiert, das mittels anomalen Hall-Effekts (AHE) untersucht wird.

Zunächst werden die hierfür notwendigen theoretischen Grundlagen vermittelt. Dazu gehören die in Kapitel 7 eingeführten Modelle zur Beschreibung des Ummagnetisierungsverhaltens eindomäner Partikel. Da die zur Strukturierung der Hall-Kreuze eingesetzte Elektronenstrahlolithografie (ESL) bisher in unserer Arbeitsgruppe nicht eingesetzt wurde, wird auch hierzu eine kurze Einführung in Kapitel 8 gegeben.

Die ESL-Strukturierung der Hall-Kreuze lässt sich grundsätzlich mit zwei verschiedenen Lacksystemen durchführen. Während mein Kollege A. Neumann sich auf die Präparation mittels Negativlacks konzentriert, die beispielsweise in Ref. [91] beschrieben ist, wird in dieser Arbeit die Strukturierung mittels Positivlacks vorgestellt.

In Kapitel 9 wird theoretisch dargelegt, von welchen Faktoren die mittels AHE erzeugte Signalstärke eines sich auf einem Hall-Kreuz befindlichen Nanoteilchens abhängt. Im darauffolgenden Kapitel 10 wird die experimentelle Durchführung der einzelnen Präparationsschritte erklärt. Hierbei wird insbesondere auf die Optimierung der Prozessparameter bei der ESL-Strukturierung der Hall-Kreuze eingegangen. Danach wird das Verfahren zur Strukturierung der Co/Pt-Nanopartikel mittels selbstorganisierter Mizellenkerne, die als Schattenmaske beim anschließenden Ätzprozess dienen, erläutert. Die mit SiO<sub>2</sub>-Kernen befüllten Mizellen wurden von A. Meyer<sup>42</sup> zur Verfügung gestellt. Zum Ätzen wird die Ar<sup>+</sup>-Ionenstrahlzerstäubung bei niedriger Beschleunigungsspannung eingesetzt. Der hierfür verwendete experimentelle Aufbau wurde im Rahmen dieser Arbeit in Kooperation mit A. Neumann realisiert. Aus diesem Grund wird ausführlich auf die Konstruktion eingegangen. Basierend auf *in situ*-Widerstandsmessungen der Probe wird ein geeignetes Abbruchkriterium des Ätzprozesses vorgestellt.

In Kapitel 11 wird die Kontaktierung der Hall-Kreuze, der Einbau der Proben in den AHE-Messaufbau und schließlich der Messaufbau selbst dargestellt. Zuletzt werden in Kapitel 12 Messungen des Ummagnetisierungsverhaltens der Co/Pt-Nanopartikel gezeigt. Unter anderem wurde hierfür in unserer Arbeitsgruppe ein Messverfahren entwickelt, mit dessen Hilfe sich das Schaltverhalten einzelner Partikel untersuchen lässt, auch wenn sich mehrere Partikel auf dem Hall-Kreuz befinden [91]. Die Messungen demonstrieren die hohe Empfindlichkeit des AHE, der sich als geeignetes Mittel zur Charakterisierung einzelner magnetischer Nanostrukturen erweist.

---

<sup>42</sup>Abteilung Nanostrukturierte Oberflächen und Selbstorganisation, Physikalische Chemie, Universität Hamburg

## 7 Ummagnetisierungsverhalten eindomäniger Partikel

Das Ummagnetisierungsverhalten magnetischer Partikel unterscheidet sich grundsätzlich von demjenigen ausgedehnter Filme, sobald eine kritische Partikelgröße unterschritten wird, unterhalb derer kein stabiler Multidomänenzustand mehr möglich ist. In diesem Fall spricht man von eindomänigen Partikeln, deren magnetische Momente durch die Austauschwechselwirkung parallel ausgerichtet sind. Sie lassen sich daher näherungsweise als ein einzelner so genannter Makrospin behandeln<sup>43</sup>. Aus dessen Schaltverhalten lassen sich mithilfe einer geeigneten theoretischen Beschreibung intrinsische Größen der Partikel bestimmen. Die exakte mathematische Beschreibung des Ummagnetisierungsverhaltens eindomäniger Teilchen ist recht anspruchsvoll. Nur unter Zuhilfenahme vereinfachender Annahmen ist es möglich, brauchbare Näherungen oder gar analytische Lösungen anzugeben. Das denkbar einfachste Modell ist das Stoner-Wohlfarth-Modell (SW-Modell), das im folgenden Abschnitt 7.1 vorgestellt wird. Die Abhängigkeit des Schaltverhaltens von der Temperatur und der Messrate wird im Abschnitt 7.2 behandelt. Zuletzt wird der mögliche Einfluss der magnetischen Streufelder benachbarter Partikel auf das Schaltverhalten in Abschnitt 7.3 diskutiert.

### 7.1 Stoner-Wohlfarth-Modell

Das einfachste Modell zur Beschreibung des Schaltverhaltens eindomäniger Partikel wurde von E.C. Stoner und E.P. Wohlfarth im Jahre 1948 vorgestellt [201]. Im Falle eines rotationsellipsoiden Teilchens unter Vernachlässigung der Temperatur lässt sich die Magnetisierung als Makrospin beschreiben, da sich ein homogenes Entmagnetisierungsfeld im Partikel ausbildet<sup>44</sup>. Unter der Annahme uniaxialer magnetischer Anisotropie lässt sich das Ummagnetisierungsverhalten bestimmen. Die freie Energiedichte  $f$  setzt sich in diesem Fall aus den Beiträgen der Anisotropieenergiedichte und der Zeeman-Energiedichte zusammen:

$$f = K \sin^2 \theta - \mu_0 H M_s \cos(\theta - \theta_0) \quad (7.1)$$

Hierbei ist  $K$  die Anisotropiekonstante erster Ordnung,  $\theta$  der Winkel zwischen der Magnetisierung  $\mathbf{M}$  und der leichten Achse der Magnetisierbarkeit,  $\mu_0$  die Vakuumpermeabilität und  $\theta_0$  der Winkel zwischen dem externen Magnetfeld  $\mathbf{H}$  und der leichten Richtung (zur Veranschaulichung siehe Abb. 7.2).

---

<sup>43</sup>Abweichungen vom eindomänigen Verhalten können durch eine nicht rotationsellipsoide Partikelgeometrie und thermische Anregungen auftreten. Auch während des Ummagnetisierungsprozesses können mikromagnetische Zustände auftreten, die sich nicht mit einem Makrospin beschreiben lassen.

<sup>44</sup>Das hat zur Folge, dass der Betrag der Magnetisierung  $\mathbf{M}$  der Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  entspricht. Beide Begriffe werden innerhalb dieses Abschnitts synonym verwendet.

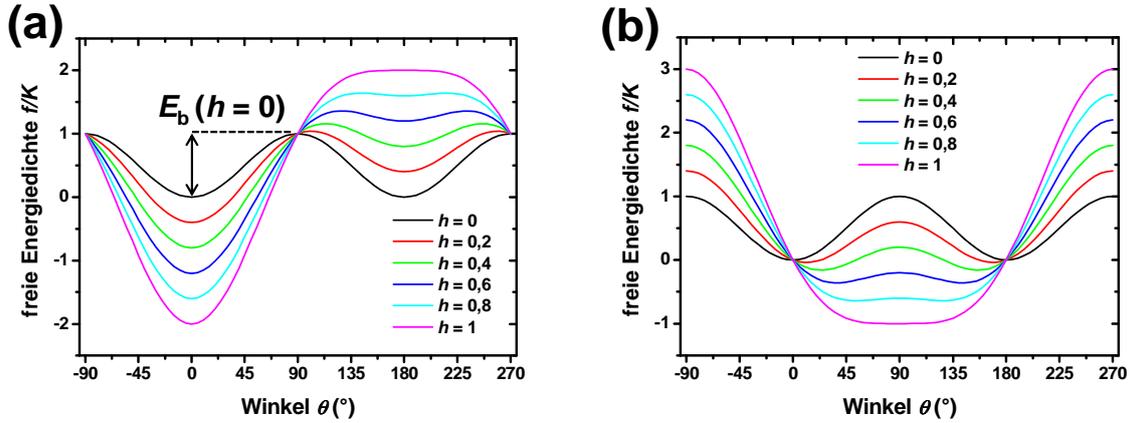


Abbildung 7.1: Freie Energiedichte  $f$  in Abhängigkeit des Winkels  $\theta$  zwischen leichter Richtung und Magnetisierung  $\mathbf{M}$  in Einheiten der Anisotropiekonstante  $K$  für reduzierte Felder  $h$ , die parallel (a) bzw. senkrecht (b) zur leichten Richtung angelegt werden. Die Energiebarriere  $E_b$  ist in (a) beispielhaft für  $h = 0$  dargestellt.

Die Abhängigkeit der freien Energiedichte  $f$  vom Winkel  $\theta$  und dem reduzierten Feld  $h = H/H_K$  ist in Abb. 7.1(a) für ein parallel zur leichten Richtung angelegtes Magnetfeld ( $\theta_0 = 0$ ) dargestellt. Hierbei wurde das so genannte Anisotropiefeld  $H_K := \frac{2K}{\mu_0 M_s}$  eingeführt. Bei Abwesenheit eines äußeren Magnetfelds sind zwei lokale Energieminima bei  $\theta = (0^\circ, 180^\circ)$  vorhanden, die durch eine Energiebarriere  $E_b$  getrennt sind. Das angelegte Magnetfeld ( $h > 0$ ) lässt den Magnetisierungszustand bei  $\theta = 180^\circ$  mit steigender Feldstärke energetisch ungünstiger werden, bis bei  $h = 1$  das lokale Minimum und somit auch die Energiebarriere verschwindet. Bei diesem Feld schaltet  $\mathbf{M}$  in die Richtung des von  $\mathbf{H}$  begünstigten Minimums.

In Abb. 7.1(b) ist die Situation für ein Feld senkrecht zur leichten Richtung der Magnetisierbarkeit gezeigt. Die beiden Minima der freien Energie bleiben mit wachsendem Feld auf dem gleichen Energieniveau, während sie in Richtung des angelegten Feldes ( $\theta = 90^\circ$ ) verschoben werden. Die Energiebarriere  $E_b$  wird stetig kleiner und verschwindet schließlich bei einem reduzierten Feld von  $h = 1$ , bei dem die beiden lokalen Energieminima zu einem globalen Minimum verschmelzen.

In beiden Fällen lässt sich die Höhe der Energiebarriere  $E_b$  folgendermaßen ausdrücken:

$$E_b^{\text{SW}} = E_0 \cdot (1 - h)^2 \quad (7.2)$$

Dabei ist  $E_0 := K \cdot V$  die Energiebarriere bei Abwesenheit eines äußeren Magnetfelds und  $V$  das magnetisch aktive Volumen des Partikels. Es sei explizit darauf hingewiesen, dass senkrechte Felder die Barriere in gleichem Maße verringern, wie es bei parallelen Feldern der Fall ist, so dass Gl. 7.2 in beiden Fällen gültig ist.

Wird das Magnetfeld unter einem beliebigen Winkel  $\theta_0$  zur leichten Achse angelegt und betragsmäßig erhöht, verschwindet die Energiebarriere  $E_b$  bei dem so genannten reduzierten Schaltfeld  $h_s$  und die Magnetisierung schaltet in den energetisch günstigeren Zustand. Das reduzierte Schaltfeld  $h_s$  lässt sich aus der Bedingung  $f' = f'' = 0$  herleiten (siehe z.B. Ref. [93]):

$$h_s = (\cos^{2/3} \theta_0 + \sin^{2/3} \theta_0)^{-3/2} \quad (7.3)$$

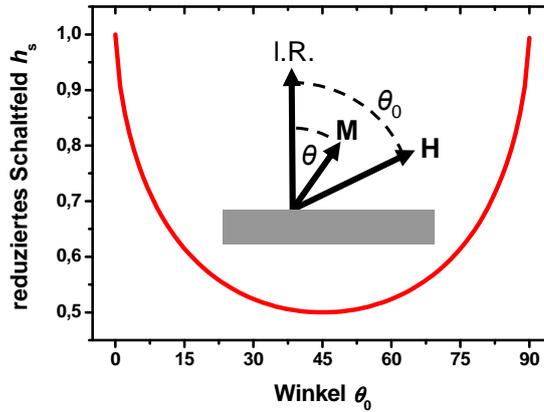


Abbildung 7.2: Reduziertes Schaltfeld  $h_s$  in Abhängigkeit des Winkels  $\theta_0$  im SW-Modell zusammen mit einer Skizze, die die Winkelkonvention im SW-Modell zeigt.  $\theta$  ist der Winkel zwischen leichter Richtung der Magnetisierbarkeit (I.R.) und der Magnetisierung  $\mathbf{M}$ ,  $\theta_0$  derjenige zwischen I.R. und dem Magnetfeld  $\mathbf{H}$ .

Dieses Schaltfeld ist in Abb. 7.2 gegen den Winkel  $\theta_0$  aufgetragen. Es ist maximal, wenn das Magnetfeld parallel oder senkrecht zur leichten Achse angelegt wird ( $h_s = 1$ ) und erreicht ein Minimum bei  $\theta_0 = 45^\circ$ , wo es halb so groß ist ( $h_s = 0,5$ ).

Für beliebige Orientierungen des äußeren Magnetfelds lässt sich der Exponent in Gl. 7.2 nicht analytisch angeben [202]. Deshalb wird häufig der folgende phänomenologische Ansatz gewählt:

$$E_b = E_0 \cdot (1 - h)^n \quad , \quad (7.4)$$

wobei von Victora et al. gezeigt wurde, dass der Exponent  $n$  in der Regel einen Wert von  $n = 1,5$  annimmt [203]. In der Nähe der hochsymmetrischen Fälle  $\theta_0 = 0^\circ$  und  $\theta_0 = 90^\circ$  strebt  $n$  gegen einen Wert von  $n = 2$ , wie durch numerische Untersuchungen gezeigt wurde [62].

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass im SW-Modell die Energiebarriere zwischen den beiden stabilen Magnetisierungszuständen von Richtung und Stärke des äußeren Magnetfelds sowie von den Größen  $H_K = \frac{2K}{\mu_0 M_s}$  und  $E_0 = KV$  bestimmt wird. Das reduzierte

Schaltfeld hängt ausschließlich von der Richtung des angelegten Magnetfelds ab, nicht jedoch von der Zeit oder der Temperatur, die im SW-Modell nicht berücksichtigt werden. Tatsächlich haben diese Faktoren aber einen entscheidenden Einfluss auf das Schaltverhalten eines eindomänen Teilchens, wie im Folgenden erläutert wird.

## 7.2 Einfluss der Temperatur auf das Schaltverhalten

In diesem Abschnitt wird der Einfluss einer endlichen Temperatur auf das Schaltverhalten eines SW-Partikels vorgestellt, der mit dem so genannten Néel-Brown-Modell beschrieben werden kann [204, 205, 206]. Grundsätzlich sorgt die thermische Energie  $kT$  mit der Temperatur  $T$  und der Boltzmannkonstante  $k$  für eine statistische Anregung des Makrospins, so dass die Energiebarriere  $E_b$  zwischen den beiden magnetischen Zuständen leichter überwunden werden kann. Es kommt also zu einem thermisch angeregten Schalten, das mit steigender Temperatur ab  $KV \approx 25 kT$  in superparamagnetisches Verhalten übergeht [204, 207, 208, 209].

Die mittlere Zeit  $\tau_i$ , die das Teilchen im Magnetisierungszustand  $i$  verbleibt, lässt sich durch ein Arrhenius-Gesetz (siehe z.B. Refs. [206, 210, 211, 212]) ausdrücken:

$$1/\tau_i = f_0 \exp(-E_{b,i}/kT) \quad (7.5)$$

In diesem Fall ist  $E_{b,i}$  die Energiebarriere, die das Teilchen überwinden muss, um von Zustand  $i$  in Zustand  $j$  zu gelangen<sup>45</sup>. Der Vorfaktor  $f_0$  ist die so genannte *Schaltversuchsfrequenz*<sup>46</sup>, die für eindomäne, ferromagnetische Partikel in der Regel mit  $10^9 \dots 10^{10}$  Hz angegeben und in experimentellen Arbeiten für gewöhnlich als konstant angenommen wird [204, 96, 213, 62]. Tatsächlich zeigt sie aber leichte Abhängigkeiten beispielsweise vom reduzierten Feld  $h$  oder der Temperatur [214, 206, 210, 215]. Diese Abhängigkeiten sind in den in dieser Arbeit auftretenden Parameterbereichen klein und werden im Folgenden vernachlässigt.

### 7.2.1 Ratenabhängigkeit des mittleren Schaltfelds

Anhand Gl. 7.5 lässt sich direkt ablesen, dass das Schaltfeld eines Teilchens eine Zeitabhängigkeit aufweist. Obwohl zeitabhängige Effekte bei Magnetisierungsmessungen schon lange bekannt sind (siehe z.B. Ref. [216]), hat es relativ lange gedauert, bis der Einfluss der Messrate auf das Schaltfeld von eindomänen Partikeln untersucht wurde. Der Anlass hierzu war die stetige Erhöhung der Speicherkapazität in magnetischen Speichermedien. Je höher die Energiebarriere  $E_0$  eines Speichermediums ist, desto langlebiger sind die darauf gespeicherten Informationen. Andererseits erhöht sich die Energie, die man zum Schreiben benötigt. Die Höhe der Energiebarriere ist also ein Kompromiss

<sup>45</sup>Im Allgemeinen gilt  $E_{b,i} \neq E_{b,j}$ . Nur für die Spezialfälle  $h = 0$  oder  $\theta_0 = \pi$  sind die Barrieren gleich hoch.

<sup>46</sup>Engl.: attempt frequency

aus Langzeitstabilität (Zeitskala  $\approx 10^7$  s) und Energieverbrauch beim Schreiben der Informationen (Zeitskala  $\approx 10^{-8}$  s). Bis in die 1980er Jahre wurden Speichermedien mit einem festen Koerzitivfeld charakterisiert, das auf einer typischen Zeitskala von  $\approx 10^2$  s bestimmt wurde. M.P. Sharrock und J.T. McKinney stellten 1981 fest, dass das Koerzitivfeld eine deutliche Abhängigkeit von der Zeitskala zeigt [213, 217]. Sie entwickelten ein einfaches Modell für das Koerzitivfeld eines Ensembles eindomäniger Teilchen auf Basis des Stoner-Wohlfarth-Modells. Das Gedankenexperiment dazu sieht folgendermaßen aus: Zunächst sind die Magnetisierungen der Teilchen parallel ausgerichtet. Zur Zeit  $t = 0$  wird ein entgegengerichtetes Magnetfeld konstanter Feldstärke angelegt, woraufhin die Teilchen mit Hilfe thermischer Aktivierung beginnen, sich entlang des Feldes auszurichten. Nach einer bestimmten Zeit  $\tau$  hat die Hälfte der Teilchen geschaltet. Das dazugehörige mittlere Schaltfeld lautet:

$$H_s^{\text{Sharrock}}(\tau, T) = H_K \left[ 1 - \sqrt{\frac{1}{\alpha(T)} \ln \left( \frac{f_0 \tau}{\ln 2} \right)} \right] \quad (7.6)$$

Hierbei ist  $H_K$  das Anisotropiefeld und  $\alpha(T) = \frac{KV}{kT}$  das Verhältnis aus Anisotropie- und thermischer Energie.

Da in den meisten Experimenten zur Bestimmung des mittleren Schaltfelds  $H_s$  ein veränderliches Magnetfeld benutzt wird, hat die Abhängigkeit von  $H_s$  von der Änderungsrate des Magnetfelds  $R$  eine größere praktische Relevanz. Diese wurde zuerst von Oseroff et al. empirisch untersucht [218]. Es folgten viele verschiedene analytische Beschreibungen, die sich nur unwesentlich unterscheiden [211, 219, 62, 220]. Der allgemeinste Zusammenhang wurde von Wernsdorfer et al. vorgestellt, der auch in der vorliegenden Arbeit verwendet wird:

$$H_s^{\text{Wernsd}}(R, T) = H_K \left\{ 1 - \left[ \frac{1}{\alpha(T)} \ln \left( \frac{f_0 H_K}{n \alpha(T) (1-h)^{n-1} R} \right) \right]^{1/n} \right\} \quad (7.7)$$

Hierbei ist  $n$  der bereits in Gl. 7.4 eingeführte Exponent in der Magnetfeldabhängigkeit der Energiebarriere. Das in einer Messung beobachtete mittlere Schaltfeld ist also von der Temperatur  $T$  und der Änderungsrate  $R$  abhängig.

## 7.2.2 Schaltfeldverteilung

Aufgrund der statistischen Natur des thermisch aktivierten Schaltens über eine Energiebarriere verändert sich das experimentell bestimmte Schaltfeld  $H_s$  eines einzelnen Teilchens von Messung zu Messung. Die im letzten Abschnitt 7.2.1 behandelte Abhängigkeit des Schaltverhaltens von  $T$  und  $R$  bezog sich immer auf das mittlere Schaltfeld. In diesem Abschnitt wird die Häufigkeitsverteilung des Schaltfelds eines SW-Partikels unter thermischer Anregung beschrieben.

Die Schaltwahrscheinlichkeit  $W$  bei einem sich mit der Rate  $R$  ändernden Feld  $H$ , das entgegen der Magnetisierung angelegt ist, lässt sich mit einem modifizierten Arrhenius-Gesetz ausdrücken [221, 76]:

$$W(H) = \frac{f_0}{R} \exp(-E_b(H)/kT) \quad (7.8)$$

Hierbei ist  $E_b(H)$  wieder die Höhe der Energiebarriere, die durch Gl. 7.4 angegeben wird. Die Wahrscheinlichkeit  $P$ , dass  $H_s$  zwischen  $H$  und  $H + dH$  liegt, entspricht dem Produkt aus der Wahrscheinlichkeit, dass die Magnetisierung noch nicht geschaltet hat, und der Wahrscheinlichkeit, dass sie in dem Feldbereich  $H + dH$  schaltet [222, 221]:

$$P(H) = \left(1 - \int_0^H P(H') dH'\right) \cdot W(H)$$

Die Lösung dieser Gleichung lautet [221, 76]:

$$P_s(H) = \frac{f_0}{R} \exp\left(-\frac{E_b(H)}{kT}\right) \cdot \exp\left[-\frac{f_0}{R} \int_0^H \exp\left(-\frac{E_b(H')}{kT}\right) dH'\right] \quad (7.9)$$

Ein analoger Zusammenhang wurde von Breth et al. hergeleitet [215]. Durch Anpassung der Schaltfeldverteilung (SFV) mittels Gl. 7.9 unter Verwendung von Gl. 7.4 lassen sich die Energiebarriere  $E_0 = KV$  und das Anisotropiefeld  $H_K$  eines Teilchens bestimmen.

### 7.3 Einfluss magnetostatischer Wechselwirkungen auf das Um-magnetisierungsverhalten

Magnetostatische Wechselwirkungen müssen immer dann berücksichtigt werden, wenn sich zwei oder mehrere magnetische Teilchen in kleinem Abstand zueinander befinden. Da in diesem Teil der vorliegenden Arbeit ausschließlich große Ensembles von Co/Pt-Nanoteilchen hergestellt werden, muss sichergestellt sein, dass bei der Bestimmung der magnetischen Eigenschaften einzelner Teilchen Wechselwirkungseffekte zu vernachlässigen sind. Eine technologische Relevanz haben diese Wechselwirkungen bei der Entwicklung von strukturierten magnetischen Speichermedien. Um die Speicherdichte zu erhöhen, müssen zum einen die einzelnen Speicherbausteine („Bits“) kleiner werden, wobei das Einsetzen des Superparamagnetismus dieser Entwicklung eine natürliche Grenze setzt. Zum anderen müssen die Abstände zwischen den Bits kleiner werden. Dabei muss aber sichergestellt sein, dass die magnetostatischen Wechselwirkungen nicht zu einem kollektiven Schalten der Bits und somit zu einer Destabilisierung der gespeicherten Informationen führen. Eine Einführung in diese Thematik findet sich in den Refs. [2, 4, 3].

Allgemein gilt, dass die Hysterese von Ensembles aus Teilchen, die jeweils eine rechteckige Hysterese aufweisen, durch die Überlagerung der unterschiedlichen Schaltfelder bzw. Schaltfeldverteilungen (SFV) der einzelnen Teilchen gesichert wird. Die Ursache für die

unterschiedlichen SFV sind herstellungsbedingte Variationen beispielsweise der Geometrie und der Mikrostruktur, die die magnetischen Eigenschaften der Teilchen beeinflussen (siehe z.B. Refs. [47, 223, 41, 42, 76]). Aufgrund der magnetostatischen Wechselwirkung setzt sich das effektive Feld am Ort eines Teilchens aus dem äußeren Feld und der Überlagerung der Streufelder der benachbarten Teilchen zusammen. Das experimentell beobachtete Schaltfeld eines Teilchens hängt also vom magnetischen Zustand seiner Nachbarn ab. Dieser Effekt führt zu einer zusätzlichen Scherung der Hysterese [47].

Die Stärke der magnetostatischen Wechselwirkung hängt maßgeblich vom Abstand der Teilchen ab. Grob vereinfacht kann man sagen, dass sie für Abstände, die deutlich größer sind als die Dimension der Teilchen, zu vernachlässigen ist. In der Dipolnäherung, die gültig ist, sobald der Abstand  $r$  ungefähr der doppelten Größe der Teilchen entspricht [46], nimmt das Streufeld  $\sim mr^{-3}$  ab, wobei  $m$  das magnetische Moment ist. Für kleinere Abstände wird das Streufeld in der Dipolnäherung überschätzt und muss exakt berechnet werden [46]. Die in dieser Arbeit untersuchten Proben weisen aber einen genügend großen Abstand zwischen den Teilchen auf, so dass die exakte Berechnung des Streufelds nicht notwendig ist. Experimentelle Untersuchungen legen nahe, dass die magnetostatische Wechselwirkung ab einem Abstand des dreifachen Teilchendurchmessers vernachlässigbar ist [46, 48].

## 8 Strukturierung mittels Elektronenstrahlithografie

Die Strukturierung von Hall-Kreuzen mittels Elektronenstrahlithografie (ESL) gehört zu den anspruchsvolleren Prozessschritten der in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Methode zur Herstellung und Messung einzelner Co/Pt-Nanopartikel. Aus diesem Grund wird an dieser Stelle eine kurze theoretische Einführung in diese Technik gegeben. Umfassendere Informationen zu dieser Thematik finden sich beispielsweise in den Refs. [224, 225, 226, 227]. Auf experimentelle Details wird weiter unten in Abschnitt 10 eingegangen.

Die Elektronenstrahlithografie (ESL) ist eine Methode zur Mikro- und Nanostrukturierung, bei der ein Strahl fokussierter, hochenergetischer Elektronen über eine Polymerschicht (Lack) gerastert wird. Durch die Bestrahlung verändert sich die Löslichkeit des Lacks, so dass die bestrahlten Bereiche in einem nachfolgenden Entwicklungsprozess besser (Positiv-Lack) bzw. schlechter (Negativ-Lack) als die unbestrahlten Bereiche gelöst werden. Nach der Entwicklung können die in den Lack geschriebenen Strukturen je nach Anwendung durch Abscheide- oder Ätzprozesse in das Co/Pt-Filmsystem übertragen werden. In einem anschließenden Reinigungsschritt werden die ungelösten Lackreste mittels Entschichter von der Probe entfernt.

Die ESL zeichnet sich im Vergleich zu alternativen Strukturierungsverfahren insbesondere dadurch aus, dass kleine Strukturgrößen ( $< 100$  nm) erzielt werden können. Da die Belichtung ein serieller Prozess ist, nimmt sie bei größeren Strukturen allerdings viel Zeit in Anspruch. Aus diesem Grund wird die ESL vor allem zur Herstellung von Prototypen,

Masken für andere Lithografiemethoden und in der Forschung eingesetzt.

Im Folgenden wird genauer auf die Wechselwirkungen des Elektronenstrahls mit dem verwendeten Probensystem eingegangen.

Dringen die Elektronen des Primärstrahls (Primärelektronen (PE)) mit kinetischen Energien im Bereich von 10..30 keV in die Lackschicht ein, kommt es zunächst zu inelastischen Streuprozessen mit den Molekülen des Lacks. Bei dieser so genannten Vorwärtsstreuung werden Sekundärelektronen (SE) mit geringer Energie (wenige eV) freigesetzt, die aufgrund ihres großen Wechselwirkungsquerschnitts nach einer mittleren freien Weglänge von wenigen Nanometern ihre Energie an die Lackmoleküle abgeben. In Abb. 8.1(a) ist die mittels Monte-Carlo-Simulation berechnete räumliche Energiedeposition eines Elektrons mit einer Primärenergie von 20,7 keV in PMMA<sup>47</sup> dargestellt. Die Energieabgabe ist am Auftreffpunkt am größten und nimmt dann mit zunehmender Eindringtiefe und lateraler Entfernung vom Auftreffpunkt ab. Insgesamt ergibt sich eine „birnenförmige“ Kontur des Belichtungsvolumens.

Die PE werden durch die Vorwärtsstreuung in der Lackschicht geringfügig abgelenkt, wodurch es mit zunehmender Eindringtiefe zu einer leichten Verbreiterung des Primärstrahls kommt. Da die mittlere freie Weglänge der PE typischerweise deutlich größer ist als die verwendeten Lackdicken, erreichen die meisten von ihnen das Substrat. Hier werden sie teilweise unter großen Winkeln ( $> 90^\circ$ ) elastisch gestreut, so dass einige Elektronen wieder in die Lackschicht eindringen. Diese so genannte *Rückstreuung* tritt natürlich auch schon im Lack auf, ist hier aber wegen der niedrigeren Atommasse und dem damit verbundenen kleineren Streuquerschnitt weniger bedeutend. Die Rückstreuelektronen (RE) können auf ihrem Weg durch den Lack weitere SE erzeugen, wodurch um die mit dem Primärstrahl belichteten Bereiche Randzonen mit niedrigerer Dosis entstehen, die je nach Beschleunigungsspannung mehrere Mikrometer breit sein können (siehe z.B. Ref [226]). In Abb. 8.1(b) sind die mittels Monte-Carlo-Simulation bestimmten Flugbahnen von 100 PE dargestellt, die mit einer Energie von 20 keV auf eine etwa 400 nm dicke PMMA-Schicht treffen. Die meisten Elektronen erreichen das sich unter der Lackschicht befindliche Silizium-Substrat und werden dort nach Abgabe ihrer Energie absorbiert. Einige Elektronen werden aber vom Substrat zurückgestreut und verlassen die Probe mit hohen kinetischen Energien.

Die in den Randbereichen applizierte Dosis reicht in der Regel nicht aus, um den Lack vollständig zu belichten. Befinden sich aber zwei belichtete Strukturen sehr nahe beieinander, können sich die jeweiligen Randbereiche überlagern, so dass die Dosis zur Belichtung ausreicht (*Inter-Proximity*-Effekt) [229]. Auch innerhalb einer Struktur kommt es durch die Überlagerung der Randbereiche benachbarter Belichtungspunkte dazu, dass bei nominell gleicher Dosis (Verweildauer des Strahls pro Belichtungspunkt) in der Mitte der Struktur eine höhere Dosis appliziert wird als am Rand (*Intra-Proximity*-Effekt).

Bei der Belichtung des in dieser Arbeit verwendeten Positivlacks PMMA werden die lang-

---

<sup>47</sup>Polymethylmethacrylat [228]

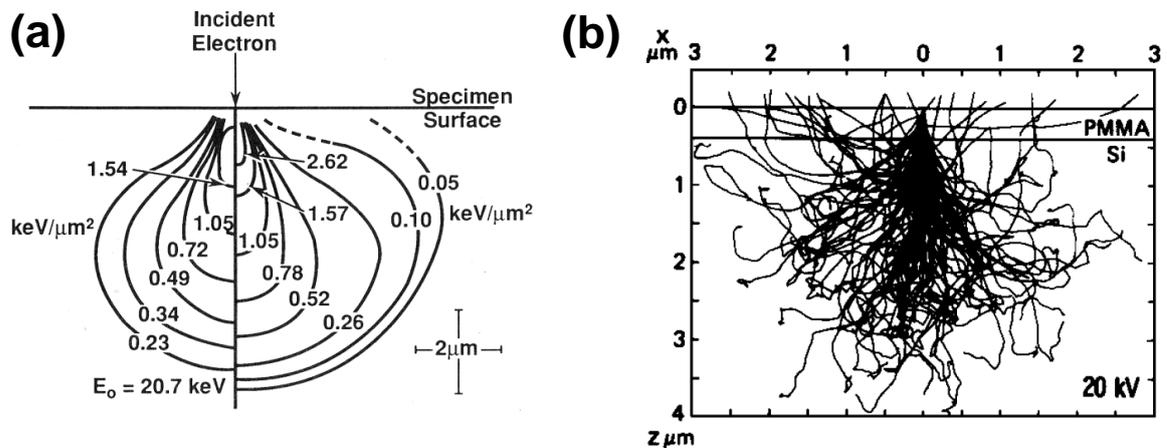


Abbildung 8.1: (a) Mittels Monte-Carlo-Simulationen bestimmte Konturen der Energieabscheidung eines Elektrons, das mit einer Energie von 20,7 keV auf eine PMMA-Schicht trifft (aus Ref. [230]). (b) Monte-Carlo-Simulation der Flugbahn von 100 Primärelektronen in einer ca. 400 nm dicken PMMA-Schicht auf Siliziumsubstrat bei einer Energie von 20 keV (aus Ref. [231]).

kettigen Polymere durch inelastische Streuungen aufgebrochen [232]. Die Anzahl dieser Brüche pro Volumeneinheit hängt von der deponierten Energiedichte ab [226]. Bei der anschließenden Entwicklung werden die kurzkettigen Moleküle unterhalb einer kritischen Molekülmasse leichter vom Entwickler gelöst als die unbelichteten Bereiche. Das bei der Entwicklung entstehende Strukturprofil entspricht also im Wesentlichen dem Dosisprofil (siehe Abb. 8.1(a)).

Der *Kontrast* eines Lacks gibt dabei an, wie eng der Dosisbereich ist, in dem es zu einer Belichtung kommt. In Abb. 8.2 ist schematisch eine Kontrastkurve für einen Positivlack dargestellt. Unterhalb einer Schwelldosis  $D_0$  kommt es durch die Belichtung mit anschließender Entwicklung zu keiner nennenswerten Abnahme der Lackdicke. Ab einer Dosis  $D_1$  ist der Lack komplett belichtet. Somit stellt  $D_1$  die *Empfindlichkeit* des Lacks bzw. die untere Grenzdosis für die Strukturierung dar. Zwischen  $D_0$  und  $D_1$  zeigt sich in der logarithmischen Auftragung ein linearer Abfall der übrigbleibenden Lackdicke, dessen Steigung den Kontrast  $\gamma$  angibt:  $\gamma = 1/(\log D_1 - \log D_0)$ . Ein niedriger Kontrast hat zur Folge, dass die hergestellten Strukturen aufgrund der rückgestreuten Elektronen und dem damit verbundenen Proximity-Effekt gegenüber der Belichtungsvorlage stark verbreitert sein können. Dahingegen sorgt ein hoher Kontrast dafür, dass die hergestellten Strukturbreiten nur eine geringe Abhängigkeit von eventuell auftretenden Dosischwankungen zeigen.

Je nach verwendetem Lacksystem und Entwickler kann die Schwelldosis  $D_0$  mit der Zeit abnehmen, so dass die Strukturen mit längerer Entwicklungszeit aufgrund des Dosisprofils immer breiter werden.

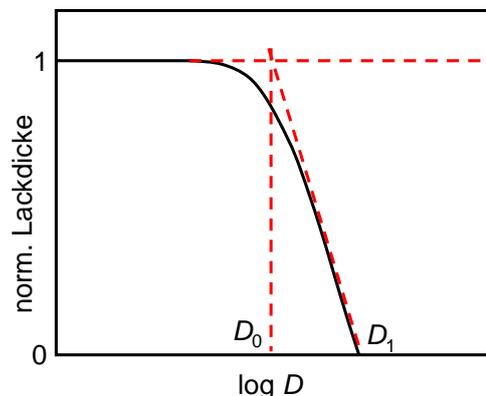


Abbildung 8.2: Schematische Darstellung der auf die ursprüngliche Dicke normierten Schichtdicke eines Positivlacks nach Belichtung und Entwicklung in Abhängigkeit der logarithmierten Belichtungs-dosis  $D$ . Nach Ref. [226].

Neben der Empfindlichkeit und dem Kontrast zählt die maximal zu erreichende *Auflösung* zu den wichtigsten Eigenschaften eines Lacks. Sie gibt die kleinstmögliche Strukturgröße an und wird durch die Wechselwirkungen der Strahlelektronen mit der Lackschicht und dem darunterliegenden Substrat begrenzt. Die de-Broglie-Wellenlänge der Elektronen ( $<1 \text{ \AA}$ ) und der minimale Strahldurchmesser des eingesetzten REM (wenige Nanometer) spielen dabei nur eine untergeordnete Rolle. Es muss unterschieden werden zwischen der Streuung der primären Strahlelektronen und sekundären Prozessen, die durch die so genannte *Point-Spread-Funktion* beschrieben werden, in der die Einflüsse der Reichweite der Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Elektronen und den Lack-Molekülen [233], der Erzeugung und Streuung von SE, der molekularen Struktur des Lacks und der molekularen Dynamik beim Entwickeln zusammengefasst werden. Die Point-Spread-Funktion gibt die gaussförmige Verbreiterung des primären Belichtungsbereichs durch die genannten Effekte an. Für PMMA wurden Breiten von 12-15 nm experimentell bestimmt [234, 235, 236]. Unter optimalen Bedingungen lassen sich mittels ESL unter Verwendung von PMMA als Positivlack isolierte Strukturen in der Größenordnung von  $\approx 10 \text{ nm}$  herstellen [226, 237, 238]. Der minimale Abstand zweier Strukturen beträgt dabei etwa 30 nm (siehe Ref. [236] und die darin enthaltenen Referenzen).

Neben dem Aufbrechen der Polymerketten bei der Belichtung mit moderaten Dosen findet ein entgegengerichteter Vernetzungsprozess statt, der bei sehr großen Belichtungs-dosen (etwa zwei Größenordnungen über der Dosis für den normalen Belichtungsprozess [239]) dominiert. Diese *Quervernetzung*<sup>48</sup> erzeugt Bindungen zwischen den Molekülen und macht den Lack dadurch unempfindlich gegenüber den zur Entwicklung genutzten

<sup>48</sup>Engl.: crosslinking

Lösungsmitteln oder chemischen Ätzprozessen. Auf diese Weise lässt sich PMMA als Negativlack mit hoher Auflösung einsetzen [240, 239, 241].

## 9 Optimierung der Hall-Kreuz-Geometrie

Um die magnetischen Eigenschaften eines einzelnen Nanopartikels mittels AHE bestimmen zu können, ist eine hohe Sensitivität und ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis des Hall-Kreuzes erforderlich. In diesem Abschnitt wird diskutiert, wovon die Signalstärke des AHE abhängt und wie sie sich optimieren lässt.

### 9.1 Schichtaufbau des Co/Pt-Partikels

Die einfachste Methode, ein hohes Signal zu erhalten, ist die Erhöhung des Messstroms  $I$ , der direkt proportional ist zum anomalen Teil der Hall-Spannung  $U_{\text{AHE}}$ <sup>49</sup>:

$$U_{\text{AHE}} = \mu_0 R_s M_z \frac{I}{d} \quad (9.1)$$

Hierbei ist  $\mu_0$  die Vakuumpermeabilität,  $R_s$  die anomale Hall-Konstante,  $M_z$  die polare Magnetisierungskomponente und  $d$  die Schichtdicke. Allerdings kann der Strom nicht beliebig erhöht werden. Zunächst muss bedacht werden, dass die joule'sche Wärme und das Oersted-Feld das Schaltverhalten der Partikel beeinflussen können. Schließlich kommt es bei hohen Messströmen zu irreversiblen Schädigungen des Hall-Kreuzes durch Elektromigration, die zu einem Durchbrennen führen können.

Die Gl. 9.1 ist in dieser Form nur gültig für homogene Materialien. Weder der Einfluss des Schichtaufbaus, noch derjenige einer Strukturierung des magnetischen Materials in Nanopartikel ist hier berücksichtigt. Durch den Co/Pt-Schichtaufbau fließt ein großer Teil des eingepprägten Stroms nicht durch die Kobaltschicht, in der das AHE-Signal erzeugt wird, sondern durch den unvermeidlichen Nebenschluss-Widerstand (Shunt), den die Platin-Schichten darstellen. Dies kann berücksichtigt werden, indem statt des Gesamtstroms  $I$  und der Gesamtdicke  $d$  in Gl. 9.1 die auf die Kobaltschichten bezogenen Größen verwendet werden, wie es in Abschnitt 5.4 im ersten Teil der vorliegenden Arbeit getan wurde. Mit wachsender Co-Dicke bzw. wachsendem Co/Pt-Verhältnis steigt der Anteil des Kobaltstroms am Messstrom  $I_{\text{Co}}/I$  und somit auch das Signal-Rausch-Verhältnis des AHE an, wie aus Abb. 5.5(b) ersichtlich ist. Eine Erhöhung des Co/Pt-Verhältnisses bei gleichzeitiger Beibehaltung der senkrechten leichten Achse der Magnetisierbarkeit lässt sich durch die Erhöhung der Anzahl der Kobaltlagen erreichen. Das Hinzufügen beliebig vieler Kobaltlagen wird allerdings dadurch verhindert, dass mit der in dieser Arbeit vorgestellten Herstellungsmethode nur eine begrenzte Filmdicke strukturiert werden kann [82]. Eine

---

<sup>49</sup>Der normale Hall-Effekt wird in diesem Abschnitt wegen seines geringen Anteils an der Hall-Spannung vernachlässigt.

Reduzierung des Einflusses des Nebenschluss-Widerstands ist auch durch die Schichtdickenreduktion der unmagnetischen Schichten oder durch die Verwendung von Materialien mit höheren spezifischen Widerständen möglich.

## 9.2 Laterale Abmessung des Co/Pt-Partikels

Neben dem Schichtaufbau des einzelnen Partikels geht natürlich auch dessen laterale Abmessung verglichen zu der Abmessung des Hall-Kreuzes in die Höhe des AHE-Signals ein. Dazu haben Kikuchi et al. den AHE an ferromagnetischen FePt-Scheiben mit unterschiedlichen Durchmessern  $D$  gemessen [72]. Die Scheiben wurden mittels lithografischer Methoden in die Mitte von Hall-Kreuzen mit unterschiedlichen Breiten der Zuleitungen  $w$  präpariert. Dabei wurde herausgefunden, dass die Signalstärke ungefähr proportional zu  $(D/w)^2$  ansteigt. Damit ist der AHE direkt proportional zu der Flächenfüllung der magnetischen Partikel auf dem Hall-Kreuz. Eine Diplomarbeit, die in unserer Arbeitsgruppe angefertigt wurde und in der ebenfalls der AHE von Co/Pt-Nanopartikeln untersucht wurde, kommt zu demselben Ergebnis [242]. Da die lateralen Abmessungen des Hall-Kreuzes nicht in Gl. 9.1 eingehen, ist dieses beliebig skalierbar. Eine optimale Flächenfüllung erhält man, wenn der sensitive Kreuzungsbereich und das zu messende Objekt vergleichbare Abmessungen haben. In der Praxis ist die Skalierbarkeit hin zu kleineren Abmessungen des Hall-Kreuzes durch die verwendete Herstellungsmethode begrenzt. Außerdem erhöht sich bei einer Reduzierung der Abmessungen die Anfälligkeit gegenüber elektrostatischen Entladungen, die die Kreuze beschädigen können. Werden wie im vorliegenden Fall die magnetischen Nanopartikel mit Hilfe von Selbstorganisation hergestellt, verringert sich mit schrumpfenden Abmessungen des Hall-Kreuzes auch die Wahrscheinlichkeit, dass sich überhaupt ein Partikel auf dem Kreuz befindet.

## 9.3 Sensitivitätsfunktion eines Hall-Kreuzes

Die in dieser Arbeit hergestellten Teilchen befinden sich an zufälligen Positionen auf dem Hall-Kreuz. Deshalb muss die Sensitivitätsfunktion  $S(x,y)$  des Hall-Kreuzes berücksichtigt werden. Sie gibt an, wie groß das Signal eines Partikels in Abhängigkeit von seiner Position auf dem Kreuz ist. Sie wurde erstmals von B. C. Webb und S. Schultz sowohl experimentell vermessen als auch numerisch berechnet [243]. Dazu wurde ein makroskopisches Hall-Kreuz aus einem ca. 1  $\mu\text{m}$  dicken Co-Cr-Film mit einer Stegbreite von  $w = 3$  mm strukturiert. Co-Cr-Filme zeichnen sich durch eine Phasentrennung bei der Herstellung aus, bei der Co-reiche Säulen in einer Cr-reichen Matrix entstehen [244]. Diese Säulen haben eine zur Filmebene senkrechte leichte Richtung der Magnetisierbarkeit und Durchmesser im Bereich von 100 nm. Mit einem 0,3 mm breiten Schreibkopf wurden Bereiche der Probe (also viele Säulen gleichzeitig) ummagnetisiert, wobei die detektierte Hall-Spannungsdifferenz mit einer Änderung des totalen magnetischen Moments korreliert wurde, die über ein SQUID<sup>50</sup>-Magnetometer gleichzeitig gemessen wurde. Die re-

<sup>50</sup>Engl.: superconducting interference device

sultierende Sensitivitätsfunktion  $S(x,y)$  des Hall-Kreuzes ist in Abb. 9.1 dargestellt. Die Kreuzungsregion, also die Fläche, wo sich die beiden Zuleitungen überschneiden, weist eine relativ homogene Sensitivität auf, die in den Zuleitungen rapide abfällt. Trotzdem erzeugt ein Teilchen, das einen Abstand von  $1,5 \cdot w$  von der Mitte des Hall-Kreuzes hat, immerhin noch ungefähr 10% des maximalen Signals, das es in der Mitte erzeugen würde. Eine experimentelle Studie von Alexandrou et al. kommt zu einem vergleichbaren Ergebnis [245]. Bemerkenswerterweise ist die Signalhöhe praktisch nicht davon abhängig, ob sich das Teilchen auf einer stromführenden Zuleitung oder einer Leitung zum Abgreifen der Hall-Spannung befindet. Die numerische Berechnung von  $S(x,y)$  liefert qualitativ ein ähnliches Bild [243]<sup>51</sup>.

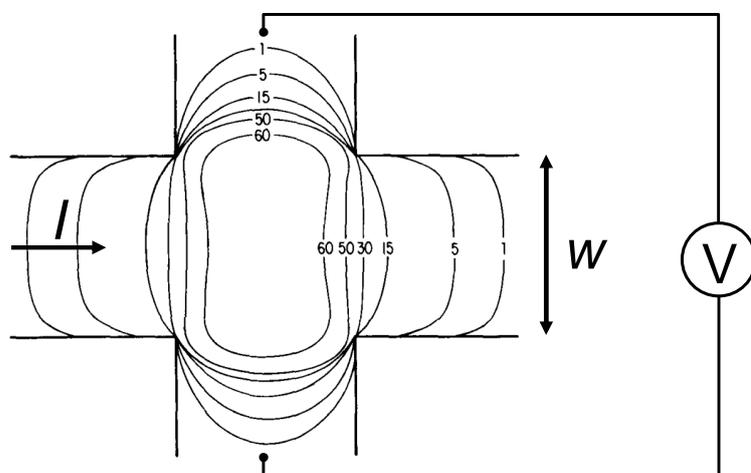


Abbildung 9.1: Experimentell bestimmte Sensitivitätsfunktion der Hall-Spannung  $S(x,y)$  eines Hall-Kreuzes mit Zuleitungen der Breite  $w$ . Der Strom  $I$  fließt horizontal und die Hall-Spannung wird vertikal abgegriffen. Die Werte sind so normiert, dass  $\iint S(x,y) dx dy = 100 \cdot w^2$ . Aus Ref. [243].

Von Y. G. Cornelissens und F. M. Peeters wurden die Auswirkung von Abweichungen von der in Abb. 9.1 dargestellten idealen Kreuzgeometrie untersucht [246]. Hier wurde gezeigt, dass abgerundete Ecken, wie sie in allen mit Lithografie hergestellten Kreuzen auftreten, eine leichte Verringerung der Sensitivität zur Folge haben. Dieser Effekt lässt sich darauf zurückführen, dass die aktive Fläche des Hall-Kreuzes durch die abgerundeten Ecken vergrößert bzw. die Stromdichte im aktiven Kreuzungsbereich verringert wird. Die Verwendung schmalere Spannungsabgriffe bei unveränderter Breite der Stromzuleitungen erhöht die Sensitivität signifikant. Daher sollte bei unterschiedlich breiten Zuleitungen der Strom immer durch die breiteren Zuleitungen fließen.

<sup>51</sup>Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass in der gleichen Veröffentlichung mittels AHE an Hall-Kreuzen mit  $w = 0,7 \mu\text{m}$  das Schalten einzelner Säulen als diskrete Sprünge in der Hysterese beobachtet werden konnte [243].

## 9.4 Einfluss der Kristallrichtung

Bei den ausgedehnten Filmproben, die im ersten Teil dieser Arbeit untersucht wurden, konnte davon ausgegangen werden, dass sich der Einfluss unterschiedlicher Orientierungen der Kristallite in der Filmebene aufgrund ihrer großen Anzahl herausmittelt. Die im Folgenden untersuchten Nanopartikel besitzen jedoch so kleine laterale Abmessungen, dass sie jeweils nur wenige Körner enthalten. Es stellt sich also die Frage, ob der AHE eine Abhängigkeit von der Kristallrichtung zeigt.

Generell existieren in der Literatur nur wenige Untersuchungen zu dieser Thematik, deren Ergebnisse teilweise aufgrund der eingesetzten experimentellen Methoden zweifelhaft sind. Beispielsweise wurde von W. L. Webster in Eisen keine Anisotropie des AHE festgestellt [247], während von Hirsch et al. eine signifikante Variation der anomalen Hall-Konstante von  $\pm 40\%$  um den Mittelwert bei einer Rotation der Magnetisierung in der (100)-Ebene beobachtet wurde [248]. Hierbei war der Strom stets senkrecht zu  $\mathbf{M}$  entlang der [001]-Richtung orientiert.

Von Volkenshtein et al. wurde in Ni-Einkristallen für eine Ausrichtung der Magnetisierung entlang der (100)-Richtung und der (111)-Richtung kein Unterschied in  $R_s$  gefunden [249], während Hiraoka et al. in derselben Messgeometrie (Strom entlang (110)-Richtung) eine Variation der Stärke des AHE um ca. 20% gemessen haben [250].

Für hcp-Kobalt wurde von Volkenshtein et al. eine starke Anisotropie des AHE beobachtet [249]. Im Vergleich zu einer in der basalen Ebene liegenden Magnetisierung wurde ein Anstieg der anomalen Hall-Konstanten um den Faktor 2,5 gemessen, wenn die Magnetisierung entlang der c-Achse ausgerichtet wurde. In beiden Geometrien lag die Stromrichtung dabei senkrecht zu  $\mathbf{M}$ .

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass eine Anisotropie des AHE in den zu untersuchenden Co/Pt-Nanopartikeln nicht ausgeschlossen werden kann. Allerdings ist aufgrund der ausgeprägten Textur der Proben die magnetische Vorzugsrichtung der einzelnen Kristallite in erster Näherung parallel zur Probennormalen orientiert. Daher sollte in den meisten Fällen die Magnetisierungsrichtung verschiedener Partikel relativ zum Kristallgitter ähnlich ausgerichtet sein. Außerdem enthalten die Partikel stets mehrere Kristallite, die ein gemittelttes Hall-Signal hervorrufen. Wahrscheinlich ist die Anisotropie des AHE also zu vernachlässigen.

## 10 Präparation von Hall-Kreuzen mit magnetischen Nanopartikeln

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie die Hall-Kreuz-Proben für die Untersuchung der magnetischen Eigenschaften einzelner Nanopartikel hergestellt werden. Bei der Entwicklung des Verfahrens wurde darauf geachtet, einen geeigneten Kompromiss zwischen der Zuverlässigkeit des Präparationsprozesses, der Sensitivität der hergestellten Strukturen und der sicheren Handhabung der Proben zu finden. Für die lithografische Strukturierung der Hall-Kreuze wird ein Ansatz mit einem Positivlack gewählt. Die Strukturierung mittels Negativlacks ist ein ebenfalls vielversprechender Ansatz, der von meinem Kollegen A. Neumann verfolgt wird und deswegen in der vorliegenden Arbeit nicht behandelt wird [91].

Zunächst wird in Abschnitt 10.1 die Herstellung magnetischer Hall-Kreuze mittels ESL beschrieben. In Abschnitt 10.2 wird dabei insbesondere auf den Einfluss verschiedener Lackdicken auf das Ergebnis der Strukturierung eingegangen. Die für die Herstellung der Kreuze verwendeten Co/Pt-Schichtsysteme werden in Abschnitt 10.3 vorgestellt. Die Belegung der Probe mit Mizellenkernen, die als Schattenmaske für die Herstellung magnetischer Nanopartikel dienen, ist in Abschnitt 10.4 dargestellt. Auf den anschließenden  $\text{Ar}^+$ -Sputterprozess, für den im Rahmen dieser Arbeit ein Experiment aufgebaut und ein geeignetes Abbruchkriterium erarbeitet wurde, wird ausführlich in Abschnitt 10.5 eingegangen.

In Abb. 10.1 sind die einzelnen Schritte der Probenherstellung zusammenfassend dargestellt.

### 10.1 Lithografische Prozessschritte

Zur Herstellung der Hall-Kreuze wurde standardmäßig der in Chlorbenzen gelöste PMMA-Lack AR-P 671.02<sup>52</sup> mit einem Molekulargewicht von 950K (950000 g/mol) und einem Feststoffgehalt von 2% verwendet. Um den Einfluss der Lackdicke auf die hergestellten Strukturen besser untersuchen zu können, wurde zusätzlich der Lack AR-P 669.06 desselben Herstellers benutzt, der mit seinem höheren Feststoffgehalt deutlich größere Lackdicken ermöglicht (siehe Abschnitt 10.2). Die Eigenschaften der verwendeten Lacke sind in Tab. 10.1 dargestellt. Im Folgenden wird die Durchführung der einzelnen Prozessschritte der Elektronenstrahlithografie beschrieben.

---

<sup>52</sup>Alle für die Elektronenstrahlithografie verwendeten Chemikalien (Lacke, Entwickler, Stopper und Entschichter) stammen von der *ALLRESIST Gesellschaft für chemische Produkte zur Mikrostrukturierung*; <http://www.allresist.de>.

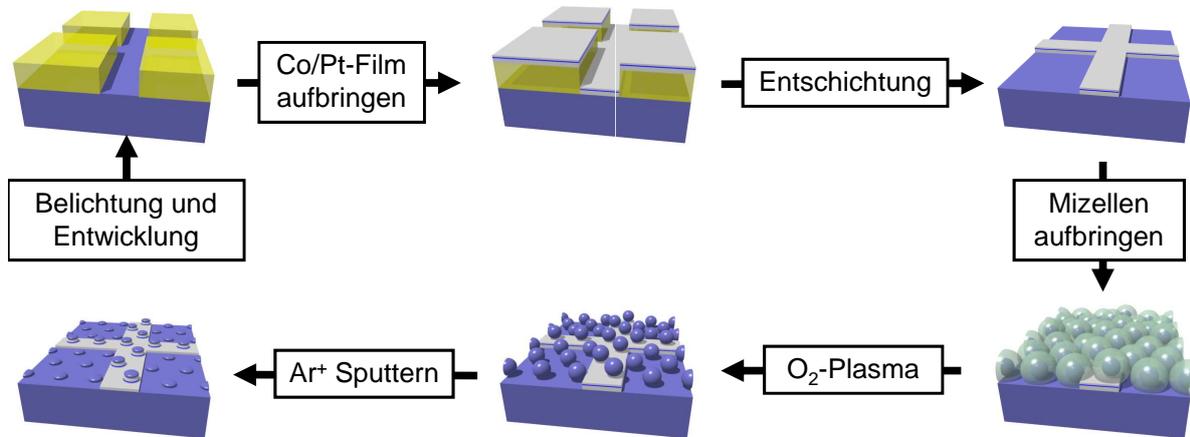


Abbildung 10.1: Schematische Darstellung der Präparationsschritte zur Herstellung von Hall-Kreuzen mit magnetischen Nanopartikeln: Zunächst werden Hall-Kreuze mittels ESL in PMMA strukturiert. Daraufhin wird auf die Probe ein Co/Pt-Schichtsystem aufgebracht. Nach der Entschichtung verbleibt der magnetische Film nur an den zuvor belichteten Stellen. Als nächstes werden mit  $\text{SiO}_2$ -Kernen befüllte Mizellen auf die Probe geschleudert und deren organische Hüllen in einem  $\text{O}_2$ -Plasma verascht. Die Kerne dienen beim nachfolgenden  $\text{Ar}^+$ -Sputtern als Schattenmaske.

### 10.1.1 Vorbehandlung des Substrats

Als Substrat wird in diesem Teil der Arbeit ausschließlich elektrisch isolierendes, thermisch oxidiertes Silizium verwendet<sup>53</sup>. Der Wafer wird in rechteckige Probenstücke von ca. 7..9 mm Kantenlänge gebrochen. Um eine homogene Lackschicht aufschleudern zu können, dürfen die Oberflächen der Bruchstücke nicht verunreinigt sein. Nach dem Brechen even-

<sup>53</sup>Die Dicke der Oxidschicht beträgt laut Herstellerangabe etwa 300 nm, die quadratisch gemittelte Rauigkeit wurde mittels AFM zu  $(3 \pm 2)$  Å bestimmt.

Herstellerbezeichnung	AR-P 671.02	AR-P 669.06
Lösungsmittel	Chlorbenzen	Ethylactat
Molekulargewicht	950K	600K
Feststoffgehalt (%)	2	6
Viskosität bei 25°C (mPa·s)	7,3	68
Schichtdicke bei 2000 U/min (nm)	130	740
Schichtdicke bei 4000 U/min (nm)	90	520
Schichtdicke bei 6000 U/min (nm)	70	420

Tabelle 10.1: Herstellerangaben zu den Eigenschaften der verwendeten Lacke.

tuell vorhandene Splitter können mit  $N_2$  abgeblasen werden. In einem  $O_2$ -Plasmaofen<sup>54</sup> werden mögliche organische Verunreinigungen entfernt und die Benetzbarkeit der Oberfläche erhöht. Der Ofen wird mit einem Arbeitsdruck von 1 Torr und einer Leistung von etwa 200 W betrieben.

### 10.1.2 Belackung

Die Lacke werden in einem Reinraum (Klasse 100/1000) mit einer Lackschleuder auf die Proben aufgetragen. Die Schichtdicke kann dabei durch die gewählte Rotationsgeschwindigkeit in einem gewissen Rahmen beeinflusst werden. Für AR-P 671.02 ergibt sich eine Lackdicke von ca. 70 nm bei 6000 U/min bzw. 130 nm bei 2000 U/min. Die Proben mit dem Lack AR-P 669.06 werden bei 4000 U/min geschleudert, was zu einer Lackdicke von etwa 520 nm führt (siehe Tab. 10.1). Die Schleuderzeit beträgt jeweils 60 s.

Nach dem Belacken werden die Proben für 3 min auf einer Heizplatte bei  $160^\circ\text{C}$  erwärmt, wobei überschüssiges Lösungsmittel verdunstet und die PMMA-Schicht aushärtet. Anschließend kann die belackte Probe belichtet werden.

### 10.1.3 Belichtung

Zur Strukturierung der Hall-Kreuze steht ein REM<sup>55</sup> zur Verfügung. Bei einer Beschleunigungsspannung von 20 kV und einer  $30\ \mu\text{m}$  Blende wird ein Strahlstrom von ungefähr 200 pA erzeugt. Der Strahl wird mit einer Schrittweite von 15 nm über die Probe gerastert, wobei beachtet werden muss, dass keine schnelle Strahlausblendung<sup>56</sup> zur Verfügung steht. Folglich wird auch zwischen den Punkten des Belichtungsrasters eine Dosis appliziert, wodurch die tatsächliche Belichtungsdosis höher ausfällt als angenommen. Am ersten Belichtungspunkt einer Teilstruktur wird der Strahl durch die verwendete Lithografie-Software<sup>57</sup> zunächst eine Weile stabilisiert, bevor mit dem Belichten der Teilstruktur begonnen wird. In der Zwischenzeit wird eine hohe Punktdosis appliziert, die zu einer Quervernetzung des Lacks führen kann (siehe z.B. Abb. 10.3(a) und (b)). Damit diese ungewollten Quervernetzungen nicht im Kreuzungsbereich der Hall-Kreuze auftreten, wird der innere Kreuzungsbereich als zwei sich kreuzende, kontinuierliche Linien mit einer nominellen Liniendosis von 3000 pC/cm belichtet (siehe 1 und 2 in Abb. 10.2). Der Proximity-Effekt wird durch diese Maßnahme natürlich verstärkt.

In Abb. 10.2 ist das Belichtungslayout dargestellt. Es besteht aus den sich kreuzenden Linien (1,2) in der Mitte, die von spitz zulaufenden Zuleitungen (3-6) kontaktiert werden. Die Linien haben eine Länge von jeweils  $4\ \mu\text{m}$ . Die Breite des belichteten Kreuzes kann durch eine Variation der Liniendosis oder alternativ durch die Applikation einer Flächendosis mit entsprechender Breite eingestellt werden. Die Zuleitungen bestehen selber aus mehreren sich teilweise überlappenden Substrukturen, die in der in Abb. 10.2

<sup>54</sup>100-E Plasma System, TePla Technics Plasma GmbH

<sup>55</sup>Zeiss Sigma

<sup>56</sup>Engl.: beam blank

<sup>57</sup>Raith ELPHY Quantum 5.0

angegebenen Reihenfolge mit einer Flächendosis von  $400 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  belichtet werden. Die Unterteilung der Zuleitungen soll verhindern, dass ein eventueller Drift der Probe für eine Versetzung der Zuleitungen relativ zum inneren Kreuz sorgt, wodurch dieses nicht mehr kontaktiert wäre. Die gesamte Struktur ist  $300 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$  groß, was einen guten Kompromiss zwischen benötigter Belichtungsdauer und Kontaktierbarkeit darstellt (siehe Abschnitt 11.2).

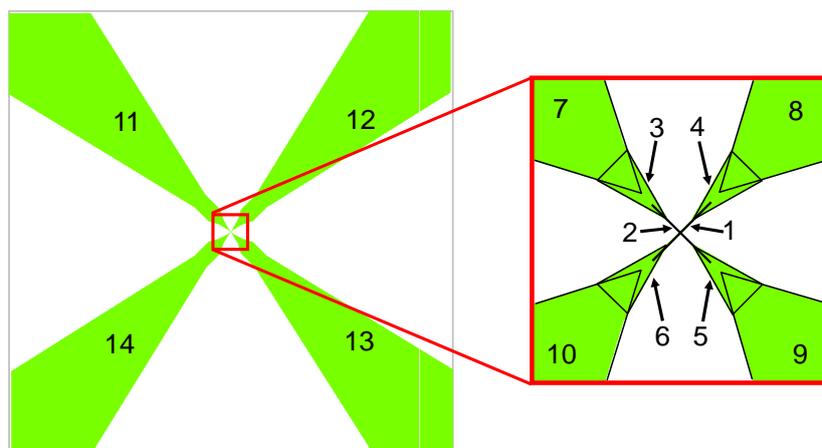


Abbildung 10.2: Layout für die Belichtung der Proben. Die Zahlen geben die Reihenfolge vor, in der die sich überlappenden Substrukturen (schwarz umrandet) geschrieben werden. Das innere Kreuz (1,2) besteht aus zwei sich kreuzenden Linien, die jeweils  $4 \mu\text{m}$  lang sind. Die Struktur ist insgesamt  $300 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$  groß.

#### 10.1.4 Entwicklung und Entschichtung

Nach der Belichtung werden die Proben für 70 s im Entwickler AR-P 600-56 geschwenkt, wodurch die belichteten Bereiche des Lacks entfernt werden. Die Entwicklung wird durch ein Bad der Probe im Stopper AR-P 600-60 beendet. Um Rückstände des Stoppers zu vermeiden, wird die Probe danach in deionisiertem Wasser gereinigt<sup>58</sup>. Nach der Filmherstellung wird der nicht entwickelte Lack mit dem Entschichter AR-P 300-70 entfernt, der zur Steigerung der Effektivität auf  $70^\circ\text{C}$  erwärmt wird. Um das Ablösen des überschüssigen Metallfilms zu unterstützen, sollte die Flüssigkeit in Bewegung gesetzt werden. Dazu eignet sich beispielsweise ein Rührfisch. Alternativ kann eine Spritze mit Entschichter aufgezogen werden, mit der die Filmreste von der Probe gespült werden. Sollte das noch nicht genügen, kann die Probe mit dem Entschichter für wenige Sekunden in ein Ultraschallbad gehalten werden. Allerdings können dabei die Strukturen beschädigt werden

<sup>58</sup>Eine Variation der Aushärte- und Entwicklungsparameter im Rahmen der vom Hersteller angegebenen Grenzen führt zu keiner signifikanten Veränderung der hergestellten Strukturen.

(siehe Abschnitt 10.2.3). Deshalb sollte die Anwendung des Ultraschalls nach Möglichkeit vermieden werden.

## 10.2 Einfluss der Lackdicke auf Strukturgröße, Höhenprofil und Entschichtungsverhalten

In diesem Abschnitt wird der Einfluss unterschiedlicher Lackdicken auf die strukturierten Hall-Kreuze untersucht, um für die Anwendung eine optimale Lackdicke zu bestimmen. Diese hat einen entscheidenden Einfluss auf die minimalen Strukturgrößen, das Verhalten beim Entschichten und das Höhenprofil der hergestellten Strukturen.

### 10.2.1 Einfluss auf die Strukturgröße

In Abb. 10.3 sind drei Hall-Kreuze dargestellt, die mit unterschiedlichen Lackdicken hergestellt wurden. Bei den in Abb. 10.3(a) und 10.3(b) gezeigten Kreuzen wurde der in dieser Arbeit standardmäßig verwendete Lack AR-P 671.02 eingesetzt. Um unterschiedliche Lackdicken zu erzeugen, wurde die Rotationsgeschwindigkeit beim Belacken variiert. Damit wurden Lackdicken<sup>59</sup> von etwa 70 nm bzw. 130 nm (Abb. 10.3(a) bzw. (b)) realisiert. Um dickere Schichten zu ermöglichen, wurde beim Kreuz in Abb. 10.3(c) der Lack AR-P 669.06 eingesetzt, dessen Schichtdicke bei einer Rotationsgeschwindigkeit von 4000 U/min ca. 520 nm beträgt. Die Kreuze wurden als Linien mit einer jeweils optimierten Liniendosis geschrieben, bei der der Lack komplett durchbelichtet wird und die resultierenden Strukturbreiten möglichst klein sind. Bei dem in Abb. 10.3(a) und 10.3(b) verwendeten Lacksystem ist dies bei etwa 3000 pC/cm der Fall, während für das Kreuz in Abb. 10.3(c) eine Liniendosis von 2400 pC/cm verwendet wurde. Nach der Entwicklung wurde auf alle Proben dieselbe Co/Pt-Multilage mit dem Schichtaufbau  $\text{Pt}_{5\text{nm}}^{\text{ECR}}/(\text{Co}_{0,8\text{nm}}/\text{Pt}_{2\text{nm}})_3$  aufgebracht. Für eine direkte Vergleichbarkeit wurden die REM-Aufnahmen jeweils bei gleicher Vergrößerung gemacht.

Bei der Lackdicke von 70 nm (Abb. 10.3(a)) hat das Hall-Kreuz eine Stegbreite von etwa 80 nm. Die Ecken des Kreuzungsbereichs sind aufgrund des Proximity-Effekts (siehe Abschnitt 8) leicht abgerundet, der Radius dieser Verrundung beträgt etwa 60 nm. Die Ränder der Struktur zeigen aufgrund des Kanteneffekts (siehe z.B. Ref. [224]) einen hellen Kontrast. Aufgrund der kleinen Schichtdicke von 13,4 nm ist dieser Effekt aber nicht sehr ausgeprägt. In der Mitte des Kreuzes ist ein heller Punkt mit einem Durchmesser von ca. 30 nm zu sehen. Hierbei handelt es sich um quervernetztes PMMA, das bei der Entschichtung nicht entfernt wird. Die Ursache hierfür ist eine erhöhte Dosisapplikation in der Mitte des Hall-Kreuzes aufgrund der Führung des Elektronenstrahls und des Fehlens einer schnellen Strahlausblendung<sup>60</sup> (siehe Abschnitt 10.1.3).

---

<sup>59</sup>Lackdicke laut Herstellerangabe

<sup>60</sup>Bei späteren Strukturierungen wurde das Belichtungslayout dahingehend geändert, dass sich keine Wartepunkte in der Kreuzungsregion befinden.

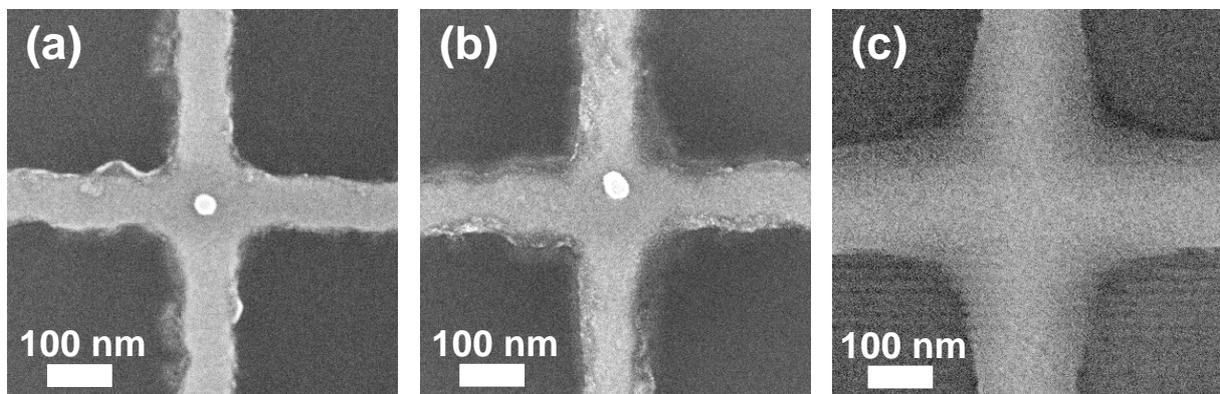


Abbildung 10.3: Bei 200.000-facher Vergrößerung aufgenommene REM-Bilder von in PMMA-Lackschichten unterschiedlicher Dicke geschriebenen Hall-Kreuzen nach der Deposition einer Co/Pt-Multilage ( $\text{Pt}_{5\text{nm}}^{\text{ECR}}/(\text{Co}_{0,8\text{nm}}/\text{Pt}_{2\text{nm}})_3$ ) und der Entschichtung. Bei (a) wurde der Lack AR-P 671.02 bei 6000 U/min aufgebracht, was zu einer Lackdicke von ca. 70 nm führt. Die Liniendosis betrug 3000 pC/cm. (b): Wie (a), jedoch wurde der Lack bei 2000 U/min aufgebracht. Die Lackdicke beträgt ca. 130 nm. Bei (c) wurde der Lack AR-P 669.06 (ca. 520 nm) und eine Liniendosis von 2400 pC/cm verwendet. Bei den hellen Punkten im Kreuzungsbereich von (a) und (b) handelt es sich um quervernetzten Lack (siehe Abschnitt 8).

Das Kreuz bei einer Lackdicke von 130 nm (Abb. 10.3(b)) besitzt mit ca. 85 nm eine um 5 nm größere Stegbreite als die in Abb. 10.3(a) gezeigte Struktur und die Kanten erscheinen etwas weniger scharf. Ansonsten zeigen beide Kreuze keine qualitativen Unterschiede. Bei einer Lackdicke von 520 nm (Abb. 10.3(c)) zeigt sich hingegen ein deutlicher Unterschied zur Verwendung dünnerer Lackschichten: Die Stegbreite ist mit über 200 nm mehr als doppelt so groß wie bei den vorher diskutierten Strukturen. Auch die Verrundung an den Ecken ist mit einem Radius von etwa 100 nm deutlicher ausgeprägt. Zusätzlich fällt auf, dass praktisch kein Kanteneffekt zu sehen ist. Stattdessen erscheint das Kreuz insbesondere in den abgerundeten Ecken etwas dunkler als in der Mitte. Das deutet darauf hin, dass die Struktur keine scharfen Kanten aufweist, sondern relativ flach zum Rand hin abfällt. Um diesen Sachverhalt genauer zu untersuchen, wurden Höhenprofile der Kreuze mittels AFM aufgenommen, die im folgenden Abschnitt diskutiert werden.

### 10.2.2 Einfluss auf das Höhenprofil

Das Höhenprofil der Hall-Kreuze wurde mittels Rasterkraftmikroskopie (AFM) bestimmt. In Abb. 10.4(a) ist exemplarisch das Höhenprofil eines Kreuzes dargestellt, bei dessen Strukturierung eine 70 nm dicke Lackschicht verwendet wurde. An unterschiedlichen Stellen wurden Linienprofile erstellt, aus denen die Höhen und die lateralen Abmessungen der Strukturen bestimmt wurden. Für die drei verwendeten Lackdicken ist in Abb. 10.4(b) jeweils ein repräsentatives Höhenprofil aufgetragen. Bei den PMMA-Schichtdicken von 70 nm und 130 nm zeigen die Höhenprofile einen recht ähnlichen Verlauf. Sie besitzen einen ca. 40 nm breiten mittleren Bereich mit annähernd konstanter Filmhöhe von  $(14 \pm 1)$  nm (70 nm Lackdicke) bzw.  $(15 \pm 1)$  nm (130 nm Lackdicke), der in etwa der nominellen Filmdicke der Co/Pt-Multilage von 13,4 nm entspricht. Die daran angrenzenden Randbereiche zeigen unterschiedlich stark abfallende Flanken mit Flankenwinkeln von  $15^\circ$ - $20^\circ$ , die für die leicht unterschiedlichen Breiten der Profile sorgen. Am unteren Rand der Profile werden Strukturbreiten von  $(114 \pm 5)$  nm für die 70 nm Lackschicht und  $(140 \pm 10)$  nm für die Lackdicke von 130 nm gemessen. Die angegebenen Fehler stammen aus der statistischen Auswertung einzelner Linienprofile. Die systematische Verbreiterung aufgrund der Faltung mit der AFM-Spitze ist nicht berücksichtigt. Der Einfluss dieser Faltung wird deutlich beim Vergleich der AFM- mit der REM-Aufnahme desselben Kreuzes in Abb. 10.4(a). Während das REM scharfe Kanten erzeugt, scheinen die Strukturen in der AFM-Aufnahme verwaschen. Dies ist besonders gut an dem quervernetzten PMMA in der Mitte des Kreuzungsbereichs zu erkennen. Da alle Bilder mit derselben AFM-Spitze aufgenommen wurden, ist dieser systematische Fehler bei allen Linienprofilen gleich, weshalb diese miteinander verglichen werden dürfen. Auf die bestimmte Filmhöhe wirkt sich die Spitzengeometrie natürlich nicht aus.

Wie schon aus der Diskussion der REM-Aufnahme Abb. 10.3(c) hervorgegangen ist, zeigt sich bei einer Lackdicke von 520 nm ein völlig anderes Bild. Hier erreicht die Struktur nur eine Höhe von  $(8 \pm 1)$  nm, was etwa 60% der aufgetragenen Filmdicke entspricht. Ausgehend von der Mitte des Profils zeigt sich zunächst ein leichter Abfall der Höhe,

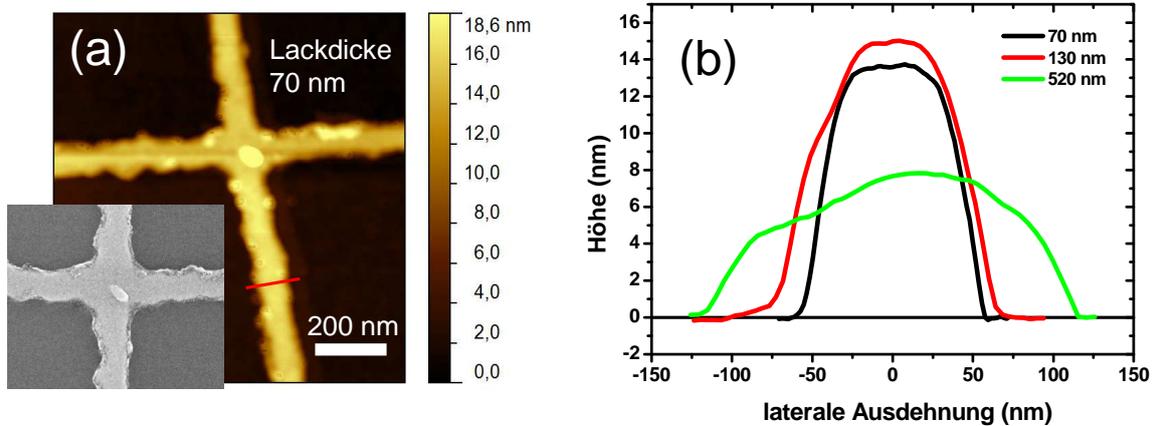


Abbildung 10.4: Bestimmung des Drahtquerschnitts von  $\text{Pt}_{5\text{ nm}}^{\text{ECR}}/(\text{Co}_{0,8\text{ nm}}/\text{Pt}_{2\text{ nm}})_3$ -Multilagen mittels AFM. (a) AFM-Aufnahme eines in 70 nm PMMA strukturierten Kreuzes. Der rote Balken gibt die Position an, an der das in (b) dargestellte Höhenprofil gemessen wurde. Links unten im Bild ist zum Vergleich eine REM-Aufnahme desselben Kreuzes in vergleichbarer Vergrößerung dargestellt. (b) Höhenprofile von Hall-Kreuzen, die mit der jeweils optimalen Liniendosis in 70 nm (schwarz), 130 nm (rot) bzw. 520 nm (grün) dicke PMMA-Schichten strukturiert wurden.

der nach einem deutlichen Knick steiler wird. Der Flankenwinkel beträgt hier etwa  $8^\circ$ . Insgesamt ergibt sich eine Strukturbreite von  $(230 \pm 5)$  nm, die wesentlich größer ist als bei den dünneren Lackdicken.

Da sich mit der reduzierten und zum Rand hin abnehmenden Schichtdicke auch die magnetischen Eigenschaften ändern, sind Lackdicken unbedingt zu vermeiden, bei denen nicht die volle Höhe der aufgetragenen Co/Pt-Multilage erreicht wird oder sich ausgeprägte Randbereiche bilden. Anderenfalls können keine reproduzierbaren Ergebnisse bei den AHE-Messungen von einzelnen Co/Pt-Teilchen erzielt werden. Die reduzierte Höhe und die ausgeprägten Flanken im Höhenprofil der Probe, die mit einer Lackdicke von 520 nm hergestellt wurde, lässt sich mit einer Abschattung während der Filmdeposition erklären. Geht man näherungsweise davon aus, dass die Ränder der strukturierten Bereiche im Lack senkrecht verlaufen bzw. der Lack unterätzt ist, dann kommt es bei der Filmherstellung an den Kanten der Strukturen immer zu einem Abschattungseffekt. Dieser sorgt dafür, dass die deponierten Filme in den Randbereichen, die von dieser Abschattung betroffen sind, dünner sind als in der Mitte der Struktur. Dieser Effekt ist in Abb. 10.5 veranschaulicht. Bei der Filmherstellung ist die Probe ca. 10 cm von den Magnetron-Targets entfernt. Das Platin-Target hat einen Radius von  $r_{\text{Target}} = 1,77$  cm, während das Kobalt-Target den doppelten Radius aufweist. Die Target-Atome, die vom Rand des jeweiligen Targets stammen, treffen am Ort einer als punktförmig angenommenen Struktur unter dem Winkel  $\theta$  auf (siehe Abb. 10.5(a)). In Abhängigkeit der Lackdicke

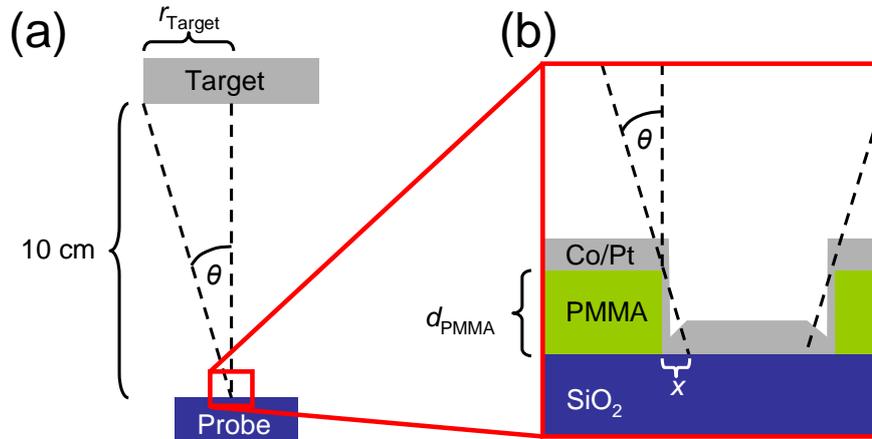


Abbildung 10.5: Herleitung des Abschattungseffekts. In (a) ist die geometrische Anordnung von Probe und Target beim Magnetron-Sputtern skizziert. (b) stellt eine vergrößerte Abbildung des mit einem roten Kasten markierten Bereichs dar. Die Atome, die vom Randbereich des Targets stammen, erreichen die Struktur unter einem Winkel  $\theta$ . Das führt einerseits dazu, dass am Rand der Struktur die Filmdicke abnimmt. Andererseits werden die Flanken des unbelichteten PMMA-Films belegt, was zu Problemen bei der Entschichtung führen kann.

$d_{\text{PMMA}}$  entsteht an den Kanten der späteren Struktur ein Randbereich der Breite  $x$ , in dem der aufgebraute Film nicht die volle Schichtdicke erreicht (siehe Abb. 10.5(b)):

$$x = d_{\text{PMMA}} \cdot \frac{r_{\text{Target}}}{10 \text{ cm}} \quad (10.1)$$

Bei Lackdicken von 70 nm, 130 nm bzw. 520 nm ergeben sich aus dieser einfachen Abschätzung Randbereiche aus Pt mit einer Breite von 12 nm, 23 nm bzw. 92 nm. Während für den 70 nm dicken Lack die Randbereiche damit etwa ein Viertel der in der REM-Aufnahme (Abb. 10.3(a)) gezeigten Strukturbreite ausmachen, ist die in Abb. 10.3(c) dargestellte Struktur praktisch komplett von der Abschattung betroffen. In den in Abb. 10.4(b) gezeigten AFM-Höhenprofilen haben die Flanken grob geschätzt einen etwa doppelt so großen relativen Anteil an der Gesamtbreite der Strukturen als mit dem Abschattungsmodell abgeschätzt wurde. Die Ursache hierfür könnte in der relativ breiten AFM-Spitze liegen.

Bei genauerer Betrachtung fällt zudem auf, dass die Flanken einer Struktur unterschiedlich steil sind. Da in den AFM-Messungen nur jeweils eine Raster-Richtung (von links nach rechts) aufgenommen wurde, könnte die Asymmetrie hieraus entstehen. Auch eine asymmetrisch geformte AFM-Spitze könnte den Effekt erklären. Darüber hinaus kann ein relativ großer lateraler Abstand des Kreuzes von der Symmetrieachse des Targets dafür sorgen, dass der Abschattungseffekt an den Rändern einer Struktur unterschiedlich stark ausgeprägt ist.

### 10.2.3 Einfluss auf die Entschichtung

Wie schon in Abb. 10.5(b) angedeutet, können die Seiten des unbelichteten PMMA an der Kante zu einem entwickelten Bereich bei der Filmherstellung mit einer geschlossenen Metallschicht bedeckt werden, so dass der Film auf dem Lack mit demjenigen im Bereich des Hall-Kreuzes verbunden ist. Der Grad dieser Bedeckung hängt vom Kantenwinkel des Lacks und der aufgetragenen Filmdicke ab. Die Folge kann sein, dass bei der Entschichtung ein Teil des metallischen Films stehen bleibt und die Zuleitungen des Hall-Kreuzes kurzschließt, wodurch das Kreuz unbrauchbar wird. In Abb. 10.6(a) ist dieser Fall für ein Hall-Kreuz nach der Entschichtung und der Belegung mit Mizellen dargestellt. In der vergrößerten Ansicht des Hall-Kreuzes (siehe Abb. 10.6(b)) unter einem Betrachtungswinkel von  $45^\circ$  sieht man rechts und unten im Bild, dass der Film ab einer gewissen Entfernung von den strukturierten Kanten auf das Substrat abgesunken ist, da die stützende Lackschicht durch den Entschichter entfernt wurde. Die Höhenmodulation wird zusätzlich durch die Position der Mizellenkerne veranschaulicht: Die Mizellen sind beim Aufschleudern nicht auf die erhöhten Bereiche gelangt und haben sich stattdessen in den strukturierten Bereichen dazwischen angehäuft.

Je dicker die Lackschicht ist, desto eher findet ein Unterätzen bei der Entwicklung statt und desto dünner und brüchiger wird der Metallfilm an der Lackkante. Folglich funktioniert die Entschichtung umso besser, je dicker die Lackschicht gewählt wird.

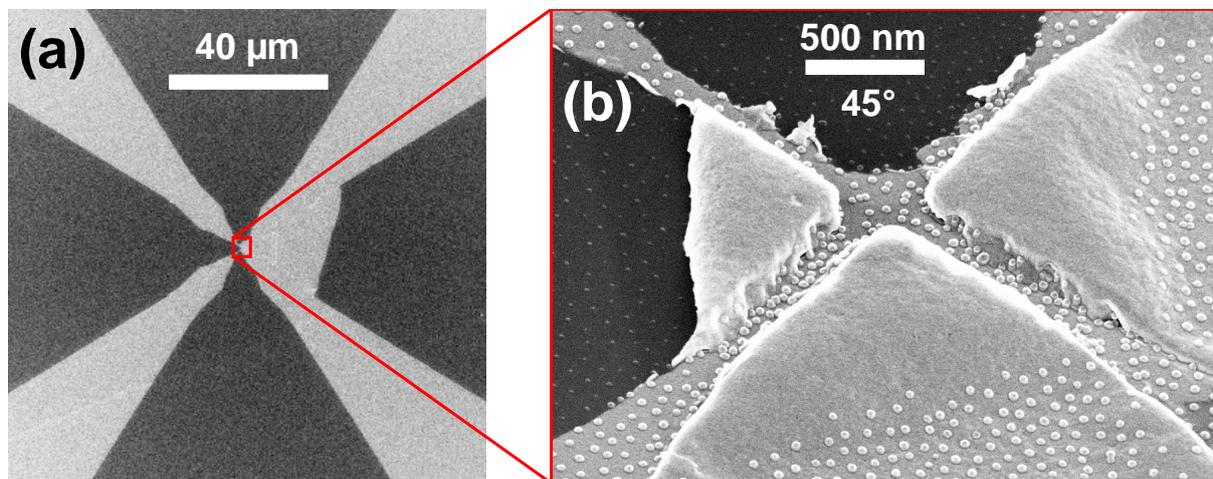


Abbildung 10.6: (a) REM-Aufnahme eines Hall-Kreuzes, dessen rechte Zuleitungen durch einen Filmrest, der bei der Entschichtung nicht entfernt wurde, kurzgeschlossen sind. (b) REM-Aufnahme des Kreuzungsbereichs des in (a) gezeigten Kreuzes unter einem Betrachtungswinkel von  $45^\circ$ . Es ist deutlich zu erkennen, dass die Lackschicht unter den Filmresten teilweise entfernt wurde und diese nun auf dem Substrat aufliegen. Nur in unmittelbarer Nähe des Kreuzungsbereichs bilden die Filmreste ein Plateau, dessen Höhe ungefähr der Schichtdicke des Lacks entspricht.

Eine unvollständige Entschichtung kann mit einem Ultraschallbad der Probe im Entschich-

ter verbessert werden. In der Regel reichen schon wenige Sekunden aus, um einen deutlichen Effekt zu erzielen. In Abb. 10.7(a) ist ein nicht vollständig entschichtetes Hall-Kreuz nach einem 10 s Ultraschallbad dargestellt. Im Vergleich mit Abb. 10.6 sieht man, dass insbesondere die unerwünschten Filmreste zwischen den Zuleitungen des Hall-Kreuzes durch diese Behandlung angegriffen werden. Vor allem an den Rändern des Kreuzes bilden sich Risse, bis die Filmreste schließlich nicht mehr mit dem Hall-Kreuz verbunden sind und im Entschichter weggespült werden können. Dies ist zwar bei dem gezeigten Kreuz noch nicht passiert, aber es wird deutlich, dass auf diese Weise das Ergebnis der Entschichtung verbessert werden kann. Allerdings kann es bei der Behandlung mit Ultraschall auch zu Rissen am Rand des Hall-Kreuzes kommen, die sich in die Zuleitungen fortpflanzen und dort zum Ablösen größerer Bereiche des Metallfilms führen. Die Ursache hierfür könnte eine lokal verringerte Adhäsion des Metallfilms auf dem Substrat aufgrund von Verunreinigungen sein. In Abb. 10.7(b) ist ein Hall-Kreuz gezeigt, das an den mit roten Pfeilen markierten Stellen durch ein Ultraschallbad von nur 5 s bereits angegriffen wurde. Es ist also offensichtlich, dass die Behandlung mit Ultraschall so kurz wie möglich gehalten werden oder nach Möglichkeit ganz vermieden werden sollte. Eine Beeinflussung des magnetischen Verhaltens durch die Anwendung von Ultraschall bei der Entschichtung wurde nicht beobachtet.

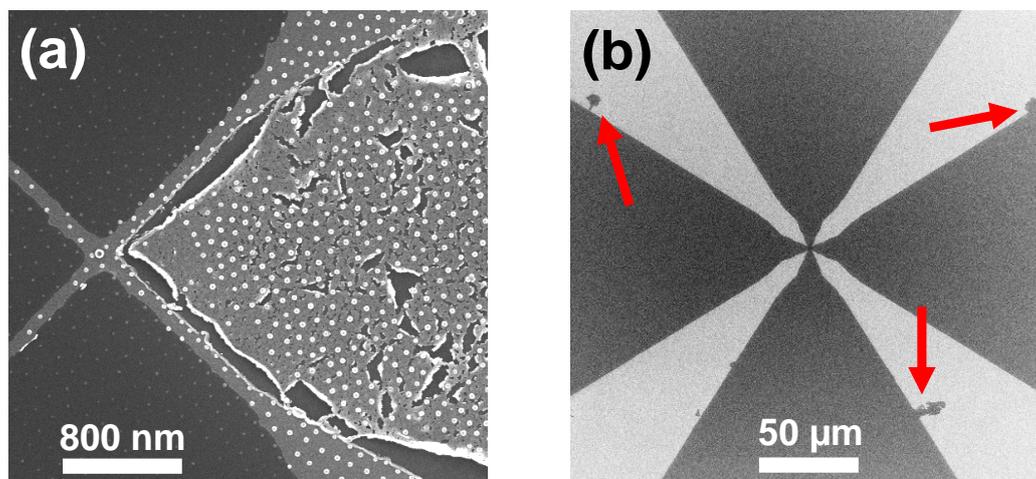


Abbildung 10.7: REM-Aufnahmen nach der Anwendung von Ultraschall bei der Entschichtung. (a) Ein 10 s Ultraschallbad im Entschichter führt zu Rissen in einen Filmrest, der sich zwischen den Zuleitungen eines Hall-Kreuzes befindet. Die Risse bilden sich besonders an den Kanten, wo die Metallschicht am dünnsten ist. Dadurch ist der Filmrest nur noch an wenigen Punkten mit dem Hall-Kreuz verbunden und lässt sich voraussichtlich mit einer erneuten Ultraschall-Anwendung entfernen. (b) Beschädigungen an einem Hall-Kreuz durch ein 5 s Ultraschallbad (rote Pfeile).

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass bei der Wahl der optimalen Schichtdicke des verwendeten Lacks ein Kompromiss eingegangen werden muss. Dünne Lackschichten

ermöglichen schmale Strukturen mit relativ scharfen Kanten. Dies ist die Voraussetzung für die Messung einzelner Nanoteilchen mit reproduzierbaren magnetischen Eigenschaften. Dafür kommt es bei einem dünnen Lack häufiger zu einer unvollständigen Entschichtung. Dieses Problem lässt sich teilweise durch die Anwendung von Ultraschall bei der Entschichtung umgehen. Trotzdem ist die Ausschussquote aufgrund mangelhafter Entschichtung bei der Verwendung einer dünnen Lackschicht generell größer. Aus den genannten Gründen wird in dieser Arbeit in der Regel eine PMMA-Schichtdicke von 130 nm verwendet.

### 10.3 Verwendetes Co/Pt-Filmsystem

Um eine einfache Beschreibung des magnetischen Verhaltens zu ermöglichen, werden in diesem Teil der vorliegenden Arbeit Co/Pt-Systeme mit uniaxialer magnetischer Anisotropie untersucht. Die daraus hergestellten Nanostrukturen besitzen zwei stabile magnetische Zustände, nämlich parallel und antiparallel zur leichten Richtung der Magnetisierbarkeit. In Abschnitt 9.1 wurde gezeigt, dass ein hohes Co/Pt-Verhältnis für die Messung der Hall-Spannung erstrebenswert ist, da hierdurch der Einfluss des Platin-Nebenschlusswiderstands verringert und somit das Signal-Rausch-Verhältnis verbessert wird. Zur Erhöhung dieses Verhältnisses kann entweder die Kobaltdicke erhöht oder die Platindicke verringert werden.

Aufgrund des Spinreorientierungsübergangs bei  $d_{Co} = 1,1$  nm (siehe Abschnitt 4.2.4) ist die Dicke der Co-Schicht nach oben limitiert. Die Dicke der Pt-Wachstumsschicht lässt sich nicht beliebig reduzieren, da mit sinkender Schichtdicke die Qualität der Grenzfläche und somit auch die Grenzflächenanisotropie abnimmt [82]. Außerdem muss der  $Ar^+$ -Sputterprozess in der Wachstumsschicht abgebrochen werden, damit diese den Messstrom tragen kann. Dies ist umso schwieriger, je dünner die Schicht ist. Auch die Dicke der Pt-Decklage besitzt eine untere Grenze, da unterhalb einer Pt-Schichtdicke von etwa 2 nm kein geschlossener Film vorliegt, so dass die Decklage ihre Funktion nicht mehr erfüllt. Dennoch existiert eine einfache Möglichkeit, das Co/Pt-Verhältnis zu erhöhen, indem man statt einer einzelnen Kobaltschicht eine Co/Pt-Multilage verwendet.

Ein Co/Pt-Filmsystem, das die genannten Bedingungen erfüllt und deshalb in den folgenden Untersuchungen verwendet wird, ist eine Multilage mit folgendem Aufbau:

$$Pt_{4\text{ nm}}^{ECR}/Pt_{1\text{ nm}}/(Co_{0,8\text{ nm}}/Pt_{2\text{ nm}})_n$$

Die Anzahl der Kobaltlagen  $n$  wird zwischen 1 und 4 variiert. Nanoteilchen mit größeren Gesamtdicken lassen sich mit der verwendeten Methode nicht herstellen, da auch die als Schattenmaske dienenden  $SiO_2$ -Kerne durch den  $Ar^+$ -Sputtervorgang abgetragen werden (siehe Abschnitt 10.5 und Ref. [82]). Analog zu den im ersten Teil dieser Arbeit untersuchten Proben werden die ersten 4 nm der Platin-Wachstumsschicht mittels ECR-Ionenstrahlzerstäubung und die restlichen Schichten mittels DC-Magnetron-Sputterns hergestellt (siehe Abschnitt 4.1). Das mittels MOKE gemessene Ummagnetisierungsverhalten dieser Schichtsysteme in Abhängigkeit der Anzahl der Kobaltlagen ist in Abb. 10.8 dargestellt. Wie aus der Untersuchung der Anisotropie (siehe Abschnitt 4.2.4) bekannt

ist, weisen diese Co/Pt-Schichtsysteme eine senkrechte leichte Richtung der Magnetisierbarkeit auf, was an der vollständigen Remanenz in polarer Messrichtung (Abb. 10.8(a)) und den geschlossenen Magnetisierungskurven in longitudinaler Richtung (Abb. 10.8(b)) zu erkennen ist. Die Ummagnetisierung in leichter Richtung erfolgt über die Nukleation von Domänen, deren Magnetisierungsrichtung vom äußeren Feld begünstigt wird. Durch Domänenwandverschiebung wachsen diese Domänen mit steigender Feldstärke, bis schließlich alle entgegengerichteten Domänen annihiliert sind und ein eindomäniger Zustand erreicht ist. In longitudinaler Messgeometrie erfolgt die Ummagnetisierung durch kohärente Rotation (siehe Abschnitt 4.2.3). In beiden Messgeometrien steigt das Sättigungssignal etwa linear mit der Anzahl der Kobaltlagen an. Die effektive Anisotropie 1. Ordnung zeigt kein systematisches Verhalten mit der Anzahl der Kobaltlagen und liegt im Bereich  $K_{1,\text{eff}} = (230 \pm 30) \text{ kJ/m}^3$ , die Anisotropie 2. Ordnung beträgt wie im Fall der Co/Pt-Einzellagen (siehe Abschnitt 4.2.4)  $K_2 = (70 \pm 20) \text{ kJ/m}^3$ .

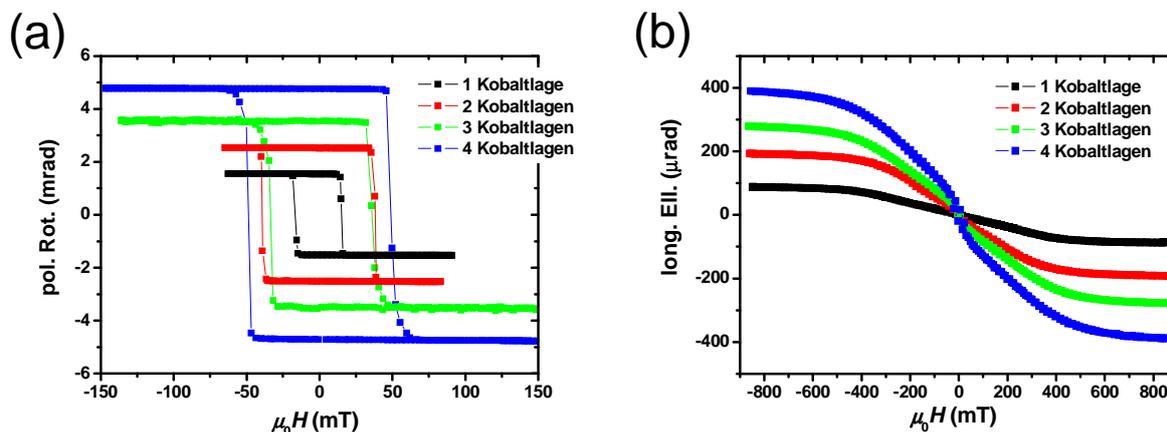


Abbildung 10.8: Polare Rotation (a) und longitudinale Elliptizität (b) in Abhängigkeit des äußeren Magnetfelds für eine unterschiedliche Anzahl an Kobaltlagen.

## 10.4 Mizellenkerne als Schattenmaske für die Nanostrukturierung

Die Selbstorganisation von gefüllten Diblock-Copolymer-Mizellen stellt eine einfache und effiziente Methode dar, magnetische Nanostrukturen herzustellen. Diblock-Copolymere werden aus zwei verschiedenen Monomeren polymerisiert, die sich jeweils an unterschiedlichen Enden der Polymerkette anlagern und dort so genannte Blöcke mit verschiedenen Eigenschaften bilden. Die in dieser Arbeit Verwendung findenden Diblock-Copolymere bestehen aus einem hydrophoben Polystyrol(PS)-Block und einem hydrophilen Poly-2-Vinylpyridin(PVP)-Block. Es wurde festgestellt, dass solche Diblock-Copolymere, die aus einem hydrophilen und einem hydrophoben Teil bestehen, sich in einem geeigneten

Lösungsmittel zu Mizellen formen [251, 252, 253]. In Toluol agglomerieren die unlöslichen PVP-Blöcke zu Polymerhaufen, die von einer Hülle aus den löslichen PS-Blöcken umgeben sind. Damit bilden sie inverse Mizellen mit einem hydrophilen Kern und einer hydrophoben Hülle. Während sich der Kerndurchmesser über die Länge der PVP-Blöcke einstellen lässt, kann der Mizellendurchmesser über die Länge der PS-Blöcke variiert werden [85]. Mittels Präkursoren lassen sich die Kerne dieser sphärischen Strukturen mit weiteren Stoffen befüllen [253].

Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Mizellen wurden von A. Meyer<sup>61</sup> zur Verfügung gestellt. Sie wurden mit amorphem SiO<sub>2</sub> gefüllt, das durch die Oxidation von Tetramethylsilan in den Mizellenkernen entsteht [82, 85]. Die im Toluol gelösten Mizellen werden mit einer Lackschleuder auf die Proben aufgebracht. Der mittlere Abstand der Mizellen ergibt sich aus der Länge der PS-Blöcke, dem Gewichtsanteil der Mizellen im Lösungsmittel und der gewählten Rotationsgeschwindigkeit. Der Abstand wird so eingestellt, dass er sich im Bereich der lateralen Abmessungen des Kreuzungsbereichs der Hall-Kreuze befindet. Dies führt dazu, dass sich im Mittel etwa eine Mizelle im sensitiven Kreuzungsbereich befindet. Bei einem Gewichtsanteil der Mizellen im Lösungsmittel von 0,1% und einer Rotationsgeschwindigkeit von 2000 U/min bildet sich auf dem Substrat eine Monolage Mizellen in einem mehr oder weniger hexagonalen Gitter mit einem mittleren Kern-Kern-Abstand von etwa 100 nm. Die Polymerhüllen der Mizellen werden in einem O<sub>2</sub>-Plasma mit einem Arbeitsdruck von 25 Pa, einer Leistung von 50 W und einer Dauer von 5 min entfernt. Danach befinden sich nur noch die SiO<sub>2</sub>-Kerne auf der Probe. Diese dienen beim nachfolgenden Strukturierungsprozess als Schattenmaske, so dass die Größe der magnetischen Partikel vom Durchmesser der Mizellenkerne abhängt [85, 82, 86, 87]. Die hergestellten Partikel sollten einerseits eindomänig sein, damit sich ihr magnetisches Verhalten näherungsweise mit dem SW-Modell beschreiben lässt. Andererseits sollten sie so groß wie möglich sein, um eine hohe Flächenfüllung im Hall-Kreuz und somit ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erzielen (siehe Abschnitt 9.2). Für die nachfolgenden Untersuchungen wurde ein Kerndurchmesser von  $(28,8 \pm 0,3)$  nm gewählt, mit dem die genannten Anforderungen erfüllt werden.

## 10.5 Ar<sup>+</sup>-Ionenstrahlzerstäubung

In diesem Abschnitt wird zunächst eine kurze Einführung in die Ionenstrahlzerstäubung gegeben (Abschnitt 10.5.1). Dann wird in Abschnitt 10.5.2 der verwendete experimentelle Aufbau erläutert, wobei auf den eingesetzten Probenhalter gesondert eingegangen wird (Abschnitt 10.5.3). Die experimentelle Durchführung des Zerstäubungsprozesses wird in Abschnitt 10.5.4 erklärt. Hierbei ist es wichtig, dass der Prozess rechtzeitig, das heißt in der Pt-Wachstumsschicht, abgebrochen wird. Dazu wird in Abschnitt 10.5.5 ein geeignetes Abbruchkriterium vorgestellt. Schließlich werden in Abschnitt 10.5.6 die magnetischen Eigenschaften von großen Ensembles der hergestellten Partikel diskutiert.

---

<sup>61</sup>Abteilung Nanostrukturierte Oberflächen und Selbstorganisation, Physikalische Chemie, Universität Hamburg

### 10.5.1 Grundlagen des Sputterns

Nachdem die Mizellenkerne auf die Proben aufgebracht wurden, wird das Muster, das diese Kerne bilden, in das darunterliegende Co/Pt-Schichtsystem übertragen. Dazu wird in dieser Arbeit ein physikalischer Ätzprozess, das so genannte Ionenstrahlzerstäuben (Sputtern) verwendet. Im Folgenden wird eine kurze Zusammenfassung der für die vorliegende Arbeit relevanten Prozesse beim Sputtern gegeben. Ausführliche Beschreibungen finden sich beispielsweise in den Refs. [254, 255, 256].

Zum Sputtern wird ein Plasma verwendet, dessen Ionen mit einer Hochspannung auf die Probe beschleunigt werden. Treffen die Projektilionen (auch Primärionen genannt) auf die Probe, wird ein Teil von ihnen direkt reflektiert. Ein weiterer Teil kann nach mehreren elastischen Streuungen die Probe wieder verlassen (Rückstreuung). Alle übrigen Ionen werden in der Probe implantiert, nachdem sie ihre ursprüngliche kinetische Energie in Folge von Stößen abgegeben haben. Man unterscheidet elastische Wechselwirkungen, die hauptsächlich zwischen den Kernen der Projektilionen und den Probenatomen auftreten und inelastische Prozesse, bei denen Sekundärelektronen, Phononen und Photonen erzeugt werden [256]. Über elastische Streuungen der Ionen können oberflächennahe Probenatome einen Energieübertrag erhalten, der größer ist als die Bindungsenergie  $U$  der Atome im Kristall ( $U_{\text{Pt}} = 5,84 \text{ eV}$ ,  $U_{\text{Co}} = 4,39 \text{ eV}$  [257])<sup>62</sup>. Dann können diese Atome die Probe verlassen und die Metallschicht wird abgetragen („gesputtert“). Im Inneren der Probe werden bei den elastischen Streuprozessen Probenatome von ihren Gitterplätzen gestoßen. Dadurch entstehen Gitterfehler wie Fehlstellen oder Atome an Zwischengitterplätzen. An chemischen Grenzflächen kann es zur Durchmischung kommen. In Abb. 10.9 sind die beim Ionenbeschuss einer Probe auftretenden Prozesse schematisch dargestellt.

Ein Maß für die Abtragsrate während eines Sputtervorgangs ist die Sputterausbeute<sup>63</sup>  $Y$ , die angibt, wieviele Probenatome pro einfallendem Ion herausgeschlagen werden.  $Y$  ist abhängig vom Massenverhältnis von Projektilion und Probenatom, der Beschleunigungsspannung, dem Einfallswinkel sowie diversen Materialparametern wie der Bindungsenergie der Oberflächenatome, den Wirkungsquerschnitten der auftretenden Streumechanismen, dem daraus resultierenden Energieverlust pro Einheitslänge und der Dichte des Probenmaterials [259, 258, 260]. Bei einkristallinen oder texturierten Proben spielt auch die Einfallrichtung relativ zu den Kristallrichtungen eine Rolle („Channeling“) [256].

In Abb. 10.10 sind die Sputterausbeuten von Platin und Kobalt bei Beschuss mit  $\text{Ar}^+$ -Ionen unter senkrechtem Einfallswinkel in Abhängigkeit der kinetischen Energie dargestellt. Beide Graphen zeigen einen ähnlichen Verlauf. Unterhalb einer Grenzeenergie von etwa 20 eV findet kein Sputtern statt. Es folgt ein steiler Anstieg der Sputterausbeuten, der allmählich in ein breites Maximum im Bereich um 50 keV übergeht. Qualitativ lässt sich der Verlauf folgendermaßen interpretieren: Unterhalb der Grenzeenergie reicht die auf die oberflächennahen Atome übertragene Energie nicht aus, um die Bindungsenergie  $U$  zu

---

<sup>62</sup>Die angegebenen Bindungsenergien wurden über Sublimation bestimmt. Die tatsächlichen Werte können 30-40% höher liegen [258].

<sup>63</sup>Engl.: sputter yield

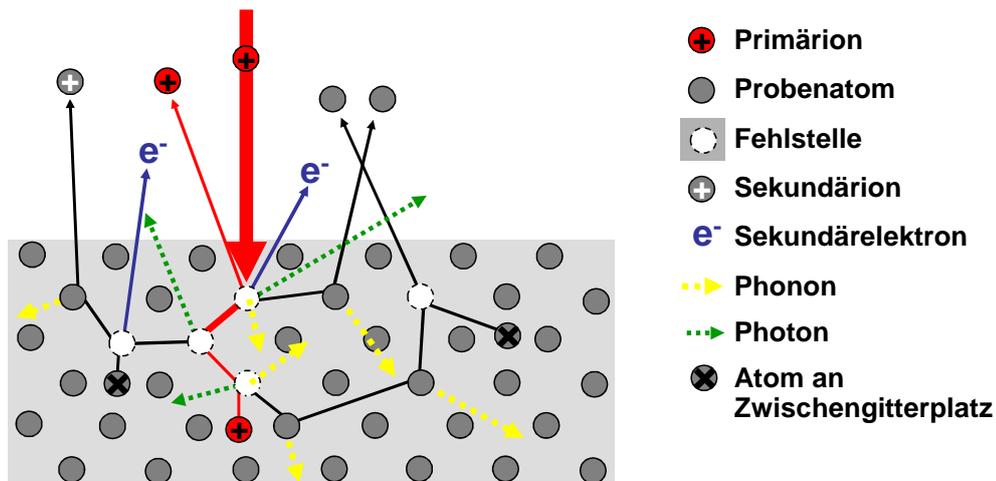


Abbildung 10.9: Schematische Darstellung der beim Sputtern auftretenden Prozesse. Die Primärionen stoßen Probenatome von ihren Gitterplätzen. Dabei entstehen Gitterfehler wie Fehlstellen und Atome an Zwischengitterplätzen. Oberflächennahe Atome können durch mehrere elastische Streuprozesse aus der Probe geschlagen werden. Nach Abgabe ihrer kinetischen Energie werden die Primärionen implantiert, sofern sie nicht vorher die Probe wieder verlassen (Rückstreuung). Über inelastische Streuung werden Sekundärelektronen, Phononen und Photonen erzeugt.

überwinden. Steigt die kinetische Energie der Projektilionen über die Grenzenergie, ist es einzelnen Atomen an der Oberfläche möglich, die Probe zu verlassen. An den auftretenden Streuprozessen sind nur wenige Atome beteiligt („single knock-on regime“).

Wird die Energie weiter erhöht, können die von einem Ar<sup>+</sup>-Ion gestoßenen Atome ihrerseits weitere Atome von ihren Gitterplätzen stoßen, von denen einige die Probe verlassen können. Jedes Projektilion löst somit eine Kollisionskaskade aus, weshalb man auch vom „linearen Kollisionskaskadenregime“ spricht [261, 256]. Bei hohen Energien dringen die Ionen tiefer in die Probe ein, allerdings nimmt der Energieübertrag im Bereich der Oberfläche ab. Dadurch werden oberflächennahe Probenatome seltener gestreut und die Sputterausbeute sinkt.

Eine Beschädigung der Kristallstruktur und eine Durchmischung der Co/Pt-Grenzflächen führt zu einer Veränderung der magnetischen Eigenschaften der Proben. Um dies weitestgehend zu verhindern, werden in der vorliegenden Arbeit Ar<sup>+</sup>-Ionen mit einer relativ geringen Energie von 150 eV zum Sputtern eingesetzt. Die mittels Monte-Carlo-Simulationen (SRIM 2013 [262, 263, 264]) bestimmte mittlere freie Weglänge dieser Ionen in der Probe beträgt nur zwei bis drei Atomlagen. Mögliche Beschädigungen der Kristallstruktur können somit nur im Bereich der Oberfläche auftreten.

Mit einer Projektillmasse von  $m_{\text{Ar}^+} = 39,9$  u und der relativ geringen kinetischen Energie der Ar<sup>+</sup>-Ionen ist der Sputterprozess dem „single knock-on regime“ zuzurechnen [258]. In diesem Regime dominieren beim Sputtern mit Ar<sup>+</sup> drei Streuprozesse, die in Abb. 10.11

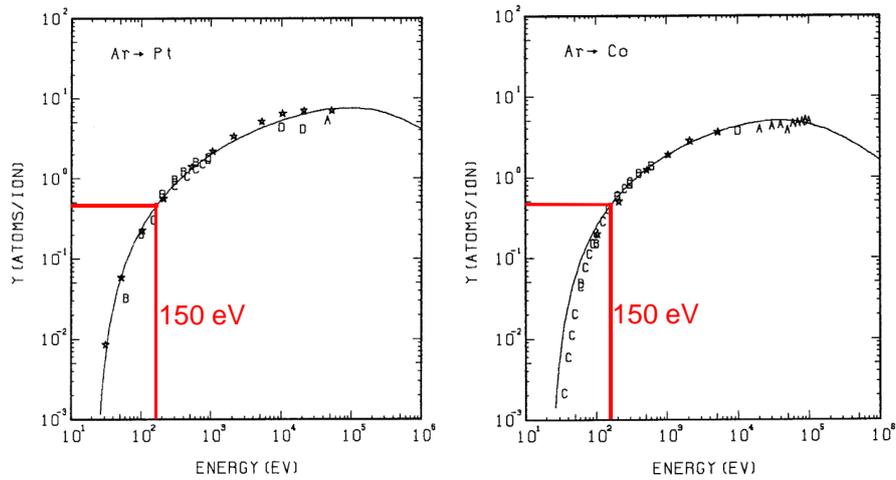


Abbildung 10.10: Sputterausbeuten  $Y$  von Platin (links) und Kobalt (rechts) bei dem senkrechten Beschuss mit  $\text{Ar}^+$ -Ionen in Abhängigkeit von deren Energie (aus Ref. [257]). Die in dieser Arbeit verwendete Energie von 150 eV und die dazugehörigen Sputterausbeuten sind mit roten Linien markiert.

schematisch dargestellt sind. Bei dem ersten Prozess schlägt das Projektilion ein oberflächennahes Atom direkt aus der Probe (siehe Abb. 10.11(a)). Bei einem weiteren Streumechanismus kollidiert das zunächst getroffene Probenatom mit einem benachbarten Atom, das daraufhin die Probe verlässt (siehe Abb. 10.11(b)). Diese beiden Streuprozesse sind bei dem senkrechten Einfall der  $\text{Ar}^+$ -Ionen wegen der Impulserhaltung unwahrscheinlich. Sie können aber beim Sputtern der Mizellenkerne oder der Randbereiche der Co/Pt-Teilchen eine wichtige Rolle spielen. Beim letzten Streuprozess, der insbesondere bei senkrechtem Einfall relevant ist, ist die Normalkomponente des Impulses des gestoßenen Probenatoms zunächst in die Probe gerichtet und kehrt sich über mehrere elastische Streueignisse um, so dass das Atom schließlich die Probe verlässt (siehe Abb. 10.11(c)) [258].

Die Sputterausbeute  $Y$  zeigt je nach kinetischer Energie der Projektilionen eine ausgeprägte Abhängigkeit vom Einfallswinkel. In Abb. 10.12(a) ist die mittels Monte-Carlo-Simulationen<sup>64</sup> bestimmte Einfallswinkelabhängigkeit der Sputterausbeute von Platin bei Beschuss mit  $\text{Ar}^+$ -Ionen unterschiedlicher Energie dargestellt. Die Sputterausbeute wurde jeweils auf den Wert bei senkrechtem Einfall der Ionen normiert. Bei einer Energie von 2 keV zeigt sich ein Anstieg der Sputterausbeute um bis zu 30% bis zu einem Einfallswinkel von etwa  $60^\circ$ . Danach kommt es zu einem rapiden Abfall auf ca. 80% des Werts bei normalem Einfall. Bei 500 eV tritt das Maximum bereits bei ca.  $45^\circ$  auf und ist im Vergleich zur 2 keV-Kurve deutlich weniger ausgeprägt. Der folgende Abfall ist weniger steil

<sup>64</sup>Es wurde die Software SRIM 2013 [262, 263, 264] verwendet. Das 30 nm dicke Target wurde jeweils mit 5000  $\text{Ar}^+$ -Ionen beschossen. Als Schadensmodell wurde „Monolayer Collision Steps / Surface Sputtering“ gewählt.

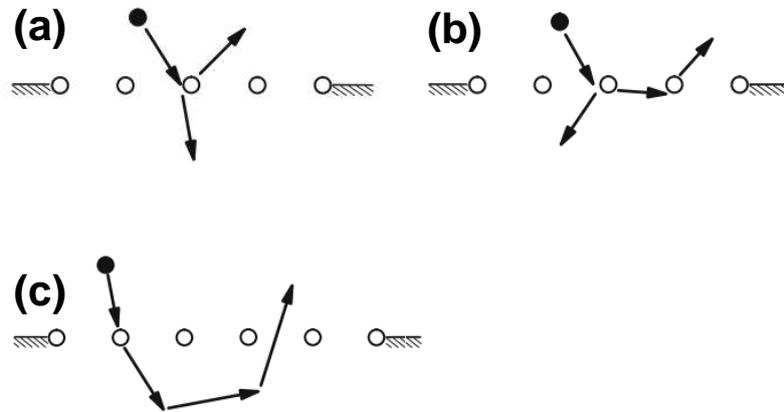


Abbildung 10.11: Dominierende Streuprozesse beim Sputtern mit  $\text{Ar}^+$ -Ionen im „single knock-on regime“. (a) Das Projektil (schwarz) trifft ein Oberflächenatom (weiß), das direkt die Probe verlässt. (b) Das vom Projektil getroffene Atom kollidiert mit einem benachbarten Atom, das daraufhin die Probe verlässt. (c) Das vom Projektil getroffene Atom wird mehrmals um kleine Winkel gestreut, bis es schließlich die Probe verlässt. Aus Ref. [258].

und endet etwa bei 60% des ursprünglichen Werts. Bei der in dieser Arbeit verwendeten Energie von 150 eV zeigt sich ein monotoner Abfall der Sputterausbeute mit steigendem Einfallswinkel.

Der Kurvenverlauf bei hohen kinetischen Energien erklärt sich damit, dass bei schrägem Einfall mehr Energie in den oberflächennahen Atomschichten deponiert wird und daher auch mehr Atome gesputtert werden. Dies führt zu einer mit dem Einfallswinkel steigenden Sputterausbeute, wobei sich das Maximum typischerweise mit steigender Energie zu größeren Winkeln verschiebt [260]. Bei Einfallswinkeln oberhalb des Maximums dominieren Reflektion und Rückstreuung der Projektile, so dass sie nicht ihre komplette Energie an die Probenatome abgeben können. Entsprechend zeigt sich ein rapider Abfall der Sputterausbeute [256].

Bei kleiner kinetischer Energie ist die mittlere freie Weglänge der Ionen in der Probe sehr gering. Unabhängig vom Einfallswinkel ist das Wechselwirkungsvolumen somit immer an der Oberfläche der Probe konzentriert. Demnach wäre keine ausgeprägte Winkelabhängigkeit der Sputterausbeute zu erwarten. Allerdings kommt es mit steigendem Einfallswinkel zu einer Verschiebung der dominanten Streumechanismen (siehe Abb. 10.11), was zu der monotonen Abnahme von  $Y$  führt [260].

Die aus der Probe gesputterten Teilchen weisen eine Energie- und Winkelverteilung auf. Bei mittleren bis hohen Energien wird unabhängig von der Projektillmasse eine Winkelverteilung bei normalem Einfall der Projektilionen gefunden, die sich empirisch mit einem  $\cos^y \theta$ -Verhalten beschreiben lässt. Hierbei ist  $\theta$  der Austrittswinkel der gesputterten Teil-

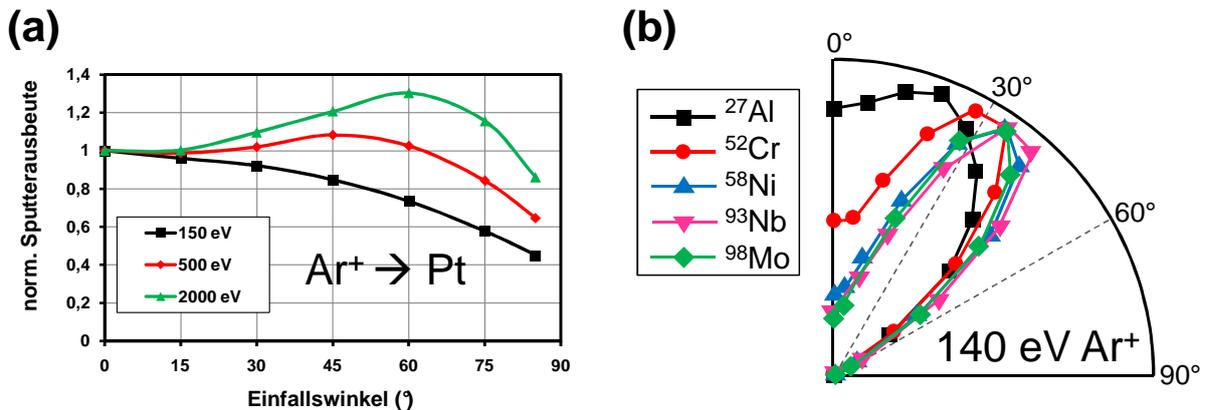


Abbildung 10.12: (a) Mittels SRIM 2013 berechnete und auf den Wert bei normalem Einfall normierte Abhängigkeit der Sputterausbeute vom Einfallswinkel bei dem Beschuss eines Pt-Targets mit  $\text{Ar}^+$ -Ionen verschiedener kinetischer Energie. (b) Polardiagramm der normierten SNMS-Intensitäten verschiedener Bestandteile einer Stahllegierung beim Sputtern mit 140 eV  $\text{Ar}^+$ -Ionen unter normalem Einfall. Aus Ref. [265].

chen relativ zur Probenormalen und  $y = 1..2$  ein empirischer Exponent (siehe z.B. [258] und die darin enthaltenen Referenzen). Sinkt die Energie der einfallenden Ionen unter eine kritische Grenzenergie, die je nach beteiligten Atomen ungefähr im Bereich von 200 eV bis 500 eV liegt, kippt das Maximum der Austrittswinkelverteilung aus der Probenormalen hin zu einem Winkel zwischen  $30^\circ$  und  $45^\circ$  [266, 265, 258]. In Abb. 10.12(b) ist beispielhaft die mittels SNMS<sup>65</sup> gemessene Winkelverteilung von Atomen gezeigt, die durch senkrecht einfallende  $\text{Ar}^+$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 140 eV aus einer Stahllegierung gesputtert wurden<sup>66</sup> [265]. Für Al liegt das Maximum der Verteilung etwa bei  $20^\circ$ , wobei noch ein signifikanter Anteil in polarer Richtung die Probe verlässt. Für die anderen Elemente (Cr, Ni, Nb, Mo) befindet sich das Maximum der SNMS-Intensität jeweils zwischen  $30^\circ$  und  $40^\circ$ . In polarer Richtung wird jeweils nur 20% bis 50% des maximalen Werts erreicht. Zwar wurden in der Literatur keine Austrittswinkelverteilungen für Co und Pt beim senkrechten Beschuss mit  $\text{Ar}^+$ -Ionen berichtet, es ist aber davon auszugehen, dass bei der verwendeten Energie von 150 eV ein bedeutender Anteil der gesputterten Atome die Probe unter einem großen Winkel zur Normalen verlässt.

Bei Beschuss der Probe unter beliebigen Winkeln findet die Emission von gesputterten Probenatomen bevorzugt in die den einfallenden Projektilen abgewandte Richtung statt [267, 268, 269]. Dieser Effekt in Kombination mit dem eher seitlichen Austritt der gesputterten Partikel bei niedriger kinetischer Energie und normalem Einfall der Projek-

<sup>65</sup>Engl.: secondary neutral mass spectrometer

<sup>66</sup>Um die Empfindlichkeit der verwendeten Methode zu demonstrieren wurden nur Legierungsbestandteile mit geringer Konzentration untersucht.

tile wird in Abschnitt 10.5.6 von Bedeutung sein.

Der Großteil der gesputterten Teilchen ist elektrisch neutral, ein kleiner Anteil ( $< 5\%$ ) ist ionisiert, was man sich beispielsweise bei der Sekundärionen Massenspektroskopie (SIMS) zunutze macht. Neben einzelnen Atomen/Ionen können auch Cluster aus der Probe gesputtert werden [254].

Aus Abb. 10.10 lassen sich die Werte für die Sputterausbeute von Platin ( $Y_{\text{Pt}} \approx 0,4$ ) und Kobalt ( $Y_{\text{Co}} \approx 0,5$ ) bei einem  $\text{Ar}^+$ -Ionenbeschuss mit einer kinetischen Energie von 150 eV und senkrechtem Einfallswinkel ablesen. Da die experimentell bestimmten Sputterausbeuten u. a. von der Probenform, der Oberflächenbeschaffenheit, der kristallinen Struktur (Channeling) und der Methode zur Bestimmung des Materialabtrags abhängen [270, 256, 271], lassen sich in der Literatur leicht unterschiedliche Werte für  $Y_{\text{Pt}}$  und  $Y_{\text{Co}}$  finden. Diese liegen aber alle im Bereich zwischen 0,4 und 0,5 [272, 273, 274, 257, 260], wobei  $Y_{\text{Co}}$  tendentiell etwas größer ist.

Die Monte-Carlo-Simulationssoftware SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) [262, 263, 264], mit der sich Sputterausbeute und mittlere freie Weglänge der  $\text{Ar}^+$ -Ionen in der Probe berechnen lassen, liefert folgende Werte:  $Y_{\text{Pt}} = 0,60$  und  $Y_{\text{Co}} = 0,73$ . Allerdings wird hierbei von einem amorphen Target ausgegangen, so dass die Textur der in dieser Arbeit verwendeten Proben (siehe Abschnitt 4.2.1) nicht berücksichtigt wird. Das hat zur Folge, dass die Sputterausbeuten überschätzt werden, während die mittleren freien Weglängen  $\lambda^{\text{Ar}^+}$  der Ionen im Festkörper ( $\lambda_{\text{Pt}}^{\text{Ar}^+} \approx \lambda_{\text{Co}}^{\text{Ar}^+} = 0,6$  nm) unterschätzt werden, was zu erheblichen Unterschieden zwischen den simulierten und den tatsächlichen Werten führen kann [275].

## 10.5.2 Experimenteller Aufbau

Die für das Argon-Ionenstrahlzerstäuben verwendete Hochvakuumkammer wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgebaut, weshalb sie im Folgenden näher beschrieben wird. Dabei wird insbesondere auf die Konstruktion eines geeigneten Probenhalters eingegangen, der die Reproduzierbarkeit des  $\text{Ar}^+$ -Sputtervorgangs gewährleistet.

In Abb. 10.13 ist der experimentelle Aufbau der Argon-Sputterkammer skizziert. Die Kammer arbeitet im Hochvakuum bei einem Basisdruck in der Größenordnung  $p_0 = 1 \cdot 10^{-6}$  mbar. Als  $\text{Ar}^+$ -Ionenquelle wird eine Kaufmann-Quelle<sup>67</sup> mit Neutralisationsfilament eingesetzt. Sie ist in der Lage, einen Ionenstrom von bis zu 100 mA zu erzeugen, wobei die kinetische Energie der Ionen zwischen 50 eV und 1200 eV variiert werden kann. Damit der Argon-Druck in der Entladungskammer der Kaufmann-Quelle konstant bleibt, wird diese direkt über einen Massenflussregler<sup>68</sup> mit Argon versorgt. Um eine längere Lebenszeit des Kathoden- und Neutralisationsfilaments zu ermöglichen und den Sputterprozess besser kontrollieren zu können, wird in dieser Arbeit ausschließlich mit einem

---

<sup>67</sup>Veeco 3cm DC Ion Source (ITI)

<sup>68</sup>Aalborg GFC 173

relativ kleinen  $\text{Ar}^+$ -Strom von  $15 \text{ mA}$ <sup>69</sup> gearbeitet. Die Beschleunigungsspannung beträgt bei allen durchgeführten Sputtervorgängen  $150 \text{ V}$ . Diese geringe Beschleunigungsspannung wurde gewählt, um die magnetischen Eigenschaften der Proben durch den Sputterprozess möglichst wenig zu beeinflussen. Der ebenfalls konstant gehaltene Argon-Durchfluss von  $2 \text{ sccm}$ <sup>70</sup> führt zu einem Arbeitsdruck von  $p_{\text{Ar}} = 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ .

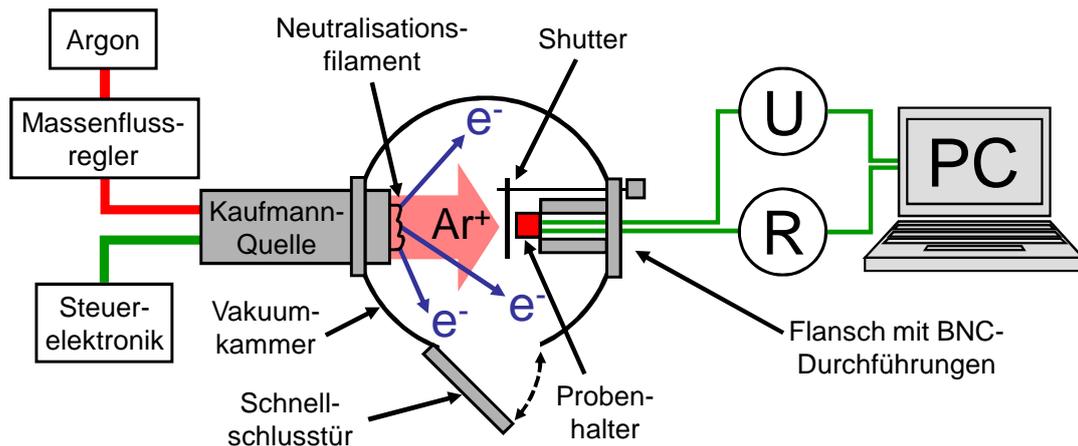


Abbildung 10.13: Skizze der Argon-Sputterkammer (Sicht von oben). Der Probenhalter (rot) lässt sich zum Probenwechsel durch die Schnellschlussstür entnehmen. Er besitzt elektrische Kontakte, über die beispielsweise das Potential des Halters oder der Widerstand der Probe während des Sputterns gemessen werden kann (siehe Text).

Da die Hall-Kreuze die einzigen Bereiche auf den strukturierten Proben sind, die mit einem Metallfilm bedeckt sind, während der Großteil der Probenoberfläche elektrisch isolierend ist, muss die Probe während des Sputterns fortwährend über das Neutralisationsfilament neutralisiert werden. Andernfalls wird sie durch die  $\text{Ar}^+$ -Ionen und die erzeugten Sekundärelektronen positiv geladen, wodurch die Primärionen gebremst bzw. ablenkt werden. Dieses würde einen verlangsamten und unter Umständen inhomogenen Sputtervorgang zur Folge haben, da das elektrische Potential der nicht leitenden Probe lokal variieren kann. Das gleiche gilt natürlich für den Probenhalter, der sich ebenfalls an nicht geerdeten oder isolierenden Komponenten aufladen kann. Das Neutralisationsfilament besteht aus einem gewickelten Wolfram-Draht, der über Glühemission Elektronen abgibt. Diese werden von positiv geladenen Bereichen angezogen und neutralisieren diese. Insgesamt setzt sich der Strom, der über die Probe oder den Probenhalter während des Sputterns abfließt, aus den Anteilen von Primärionen (PI), Neutralisationselektronen (NE), Sekundärelektronen (SE) und Sekundärionen (SI) zusammen:  $I_{\text{Probe}} = I_{\text{PI}} + I_{\text{NE}} + I_{\text{SE}} + I_{\text{SI}}$ .

<sup>69</sup>Dieser Wert wird in der Kaufmann-Quelle gemessen und von der Steuerelektronik der Kaufmann-Quelle angezeigt, entspricht also nicht dem Argon-Strom an der Probe.

<sup>70</sup>Kubikcentimeter pro Minute bei  $T = 0^\circ\text{C}$  und  $p = 1013,25 \text{ hPa}$ .

Zwar lässt sich über die Sputterausbeute ein Zusammenhang zwischen dem Materialabtrag und der durch die PI deponierten Ladung  $Q_{PI} = \int I_{PI} dt$  auf der Probe herstellen, allerdings muss dazu  $I_{PI}$  bekannt sein. Da die Probe bzw. der Probenhalter während des Sputterns fortwährend neutralisiert wird, ist eine Bestimmung der Sputterdosis über die Messung des Probenstroms jedoch nicht möglich. Stattdessen kann über die Messung des Widerstands der Probe die verbliebene Schichtdicke bestimmt werden [276, 277, 278] (siehe Abschnitt 10.5.5).

### 10.5.3 Konstruktion des Probenhalters

In Abb. 10.14(a) ist eine Schnittansicht des konstruierten Probenhalters abgebildet. Kernstück ist eine elektrisch isolierende Platte aus PEEK, die über vier Aluminiumsäulen mit der Grundplatte verbunden ist. In ihr sind sechs Kontakte aus Kupfer mit Innengewinden eingelassen. Sie werden jeweils mit einer Schraube an der Unterseite der PEEK-Platte fixiert, die gleichzeitig einen vom UHV Sub-D Stecker<sup>71</sup> kommenden kaptonummantelten Kupferdraht einklemmt. Damit ist der elektrische Kontakt zwischen dem Sub-D Stecker und den Kupfer-Kontakten hergestellt. Um eine Aufladung des Halters zu verhindern, wird über die PEEK-Platte eine Abschirmung aus Titan geschraubt. Titan hat den Vorteil, dass es eine etwa dreimal kleinere Sputterausbeute im Vergleich zu Kupfer bzw. eine halb so kleine Sputterausbeute wie Aluminium hat [273]. Dadurch wird die Kontamination der Kammer und der Probe durch das Sputtern reduziert.

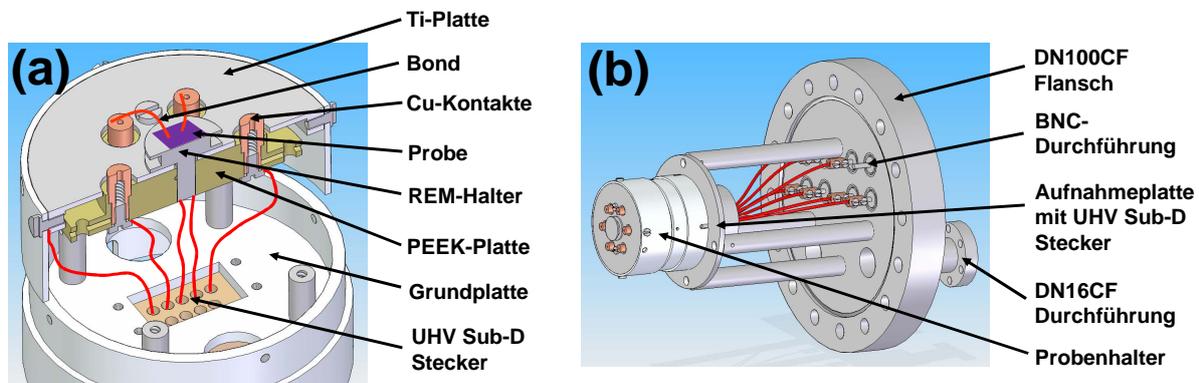


Abbildung 10.14: (a) Schnittansicht der Konstruktionsskizze des Probenhalters. Die roten Linien stellen elektrische Leitungen dar, mit denen die Kupfer-Kontakte und die Titan-Platte mit ihrer seitlichen Abschirmung kontaktiert werden. (b) Konstruktionsskizze des Probenflansches. Links im Bild ist der Probenhalter aus (a) in seiner horizontalen Einbaulage zu sehen.

<sup>71</sup>allectra GmbH

Die Abschirmplatte besitzt sechs Aussparungen für die Kupferkontakte, um diese nicht kurzzuschließen, und kann über einen eigenen Kontakt geerdet werden. In der Mitte des Halters befindet sich eine Bohrung zur Aufnahme eines REM-Halters, auf den die Probe geklebt wird. Das hat den Vorteil, dass die Probe direkt nach dem Sputtern im REM oder im MOKE-Aufbau untersucht werden kann, ohne sie vom REM-Halter lösen zu müssen. Die Kupferkontakte befinden sich auf gleicher Höhe mit der Probe, was deren Kontaktierung mittels Ultraschall-Bonders erleichtert.

In Abb. 10.14(b) ist der für die Argon-Sputterkammer hergestellte Spezialflansch<sup>72</sup> mit der Aufnahmeplatte für den in Abb. 10.14(a) gezeigten Probenhalter dargestellt. Er ist mit acht BNC-Durchführungen für die elektrische Kontaktierung von Probe und Abschirmplatte ausgerüstet, sowie mit einer DN16-Durchführung, an der eine Drehdurchführung mit einem geerdeten Schließblech (*Shutter*) angebracht ist. Fest mit dem Flansch verschweißt sind vier massive Stahlsäulen, auf denen die Aufnahmeplatte für den Probenhalter mit dem passenden UHV Sub-D Stecker befestigt ist. Sie besitzt eine ringförmige Ausprägung, die exakt in eine Aussparung an der Unterseite des Probenhalters passt. Zusammen mit der Haltekraft des Sub-D Steckerpaares sorgt das für eine ausreichende Stabilität des Halters beim horizontalen Einbau. Sicherheitshalber kann der Halter zusätzlich über eine M2-Schraube fixiert werden. Mit dieser Konstruktion ist es möglich, die Probe über eine DN100-Schnellschlusstür innerhalb weniger Sekunden zu wechseln.

#### 10.5.4 Betrieb der Argon-Sputterkammer

Nachdem der experimentelle Aufbau dargestellt wurde, wird an dieser Stelle der Betrieb der Kaufmannquelle und der experimentelle Ablauf des Sputterns erklärt. Nach dem Probeneinbau wird die Vakuumkammer etwa eine halbe Stunde lang bis auf einen Basisdruck von  $(0,5..2) \cdot 10^{-6}$  mbar abgepumpt. Danach wird das Argon mit 2 sccm eingelassen, so dass sich ein Arbeitsdruck von  $1,4 \cdot 10^{-4}$  mbar einstellt. Bevor die Beschleunigungsspannung an der Kaufmann-Quelle angelegt wird, muss zunächst das Plasma gezündet werden. Dabei wird eine unkontrollierbare Anzahl an Ladungsträgern in die Vakuumkammer emittiert. Um hierbei die Probe nicht aufzuladen, wird sie zunächst durch ein geerdetes Shutterblech geschützt<sup>73</sup>. Die Titan-Abschirmplatte des Probenhalters ist anfangs ebenfalls geerdet. Sobald das Plasma stabilisiert ist, kann die Beschleunigungsspannung von 150 V angelegt werden. Anschließend wird die Erdung der Abschirmplatte entfernt und der Shutter geöffnet. Das elektrische Potential der Abschirmplatte dient als Indikator dafür, ob sich die größtenteils elektrisch isolierende Probe auflädt. Über den Neutralisationsfilamentsstrom  $I_{\text{neu}}$  wird die Abschirmplatte manuell auf Erdpotential geregelt<sup>74</sup>. Hierfür ist eine Stromstärke von  $I_{\text{neu}} = 2..3$  A notwendig. Dazu muss sich die Steuerelektronik

---

<sup>72</sup>Trinos Vakuum-Systeme GmbH

<sup>73</sup>Verzichtet man auf diese Maßnahme, steigt das Potential des Probenhalters auf über +100 V an, sofern dieser nicht geerdet ist.

<sup>74</sup>Ohne Neutralisation lädt sich der nicht geerdete Probenhalter auf ca. +40 V auf.

der Kaufmann-Quelle<sup>75</sup> im Betriebsmodus „manual“ befinden. In diesem Modus muss auch der Strom des Kathodenfilaments  $I_{\text{cath}}$  manuell geregelt werden, der einen Einfluss auf den Entladungsstrom  $I_{\text{disc}}$  und den Argon-Ionenstrom  $I_{\text{Ar}^+}$  hat. Der Ionenstrom ist zusammen mit der Beschleunigungsspannung der für den Sputterprozess entscheidende Parameter. Er wurde über den Kathodenstrom stets auf  $I_{\text{Ar}^+} = 15$  mA eingestellt. Der Entladungsstrom, der in der Entladungskammer zwischen dem Kathodenfilament und der Anode fließt, beträgt dabei  $I_{\text{disc}} = 0,27$  A.

Es wurde festgestellt, dass  $I_{\text{cath}}$  insbesondere während der ersten Minuten des Sputtervorgangs in der Regel häufig erhöht werden muss, um  $I_{\text{disc}}$  und  $I_{\text{Ar}^+}$  konstant zu halten. Später stabilisiert sich der Strom auf einen Wert zwischen 2,8 A und 3,1 A<sup>76</sup>. Wurde das Kathodenfilament längere Zeit nicht betrieben, dauert es länger, bis dieses Niveau erreicht ist. Das deutet auf eine Kontamination des Filaments hin, die zu Beginn des Sputterns die Elektronenemission begünstigt und während des Sputterns sukzessive verschwindet. Daher ist es empfehlenswert, zu Beginn eines Sputtervorgangs die Kaufmann-Quelle ca. 5 min bei geschlossenem Shutter laufen zu lassen.

### 10.5.5 *In situ*-Kontrolle des Sputterabtrags

Für die Präparation von Hall-Kreuzen mit darauf befindlichen Co/Pt-Nanopartikeln ist es erforderlich, den Sputterprozess abubrechen, sobald die letzte Kobalt-Schicht abgetragen wurde und nur noch die Wachstumsschicht aus Platin übrig ist. Für die Untersuchung der Proben mittels AHE wird diese benötigt, um den Strom zu tragen und die Querspannung abgreifen zu können. Wird die Wachstumsschicht weiter abgetragen, sinkt die Leitfähigkeit des Hall-Kreuzes ab. Dadurch steigt das Risiko, dass das Kreuz durchbrennt. Im Extremfall werden die metallischen Zuleitungen an einigen Stellen aufgrund leichter Inhomogenitäten des Sputtervorgangs komplett abgetragen, wodurch das Hall-Kreuz unbrauchbar wird. Bricht man den Sputterprozess hingegen zu früh ab, befindet sich noch eine durchgehende Kobaltschicht auf der gesamten Fläche des Kreuzes. Magnetisch entkoppelte Partikel sind in diesem Fall nicht vorhanden.

Durch die Verwendung der Neutralisation und die unbekanntes Sekundärelektronenausbeute ist der Materialabtrag an der Probe nicht proportional zum Strom, der über die Probe bzw. den Probenhalter abfließt. Daher kann die auf der Probe deponierte Ladung nicht als Maß für den Fortgang des Sputterns verwendet werden. Wie weiter unten gezeigt wird, ist der Sputterprozess trotz nominell gleicher Bedingungen nicht exakt reproduzierbar (siehe z.B. Abb. 10.17). Das bedeutet, dass die Sputterrate während eines Sputtervorgangs zwar im Wesentlichen konstant bleibt, diese Rate aber von Probe zu

---

<sup>75</sup>Veeco MPS 3000

<sup>76</sup>Die Höhe des Niveaus von  $I_{\text{cath}}$ , das sich nach einiger Zeit einstellt, scheint u.a. von der Vorgeschichte der Kaufmann-Quelle abhängig zu sein. Wurde zuletzt bei höherer Beschleunigungsspannung von z.B. 500 V gearbeitet, pendelt sich  $I_{\text{cath}}$  eher bei 2,8 A ein. Wurde längere Zeit gar nicht oder bei einer niedrigen Beschleunigungsspannung von 150 V gesputtert, liegt  $I_{\text{cath}}$  eher im Bereich 2,9 A bis 3 A. Natürlich ändert sich der Kathodenstrom auch mit fortschreitender Lebensdauer des Filaments.

Probe leicht variieren kann. Also ist auch die Dauer des Sputtervorgangs keine geeignete Größe, um den Fortschritt des Sputterns zu bestimmen und den Vorgang an geeigneter Stelle abzubrechen. Stattdessen hat sich gezeigt, dass der elektrische Widerstand der Probe eine einfach *in situ* zu messende physikalische Größe ist, mit der die Schichtdicke kontrolliert werden kann [276, 277, 278]. In erster Näherung ist der Widerstand  $R$  unter Vernachlässigung der chemischen Variation der Co/Pt-Schichtsysteme umgekehrt proportional zur Gesamtschichtdicke  $d$ :

$$R = \frac{\rho \cdot L}{B} \cdot \frac{1}{d} \quad (10.2)$$

Hierbei ist  $\rho$  der spezifische Widerstand und  $L$  bzw.  $B$  die Länge bzw. Breite der Probe. Berücksichtigt man in zweiter Näherung die Dickenabhängigkeit von  $\rho$  nach Fuchs-Sondheimer (siehe Abschnitt 3.1), sollte der Widerstand qualitativ ein  $\frac{1}{d^2}$ -Verhalten zeigen. Die exakte Schichtdickenabhängigkeit des Widerstandes lässt sich nicht genau vorhersagen, da hierbei die Durchmischung an den Grenzflächen, die Ionenimplantation, entstehende Kristallfehler und Erwärmung der Probe beim Sputtern berücksichtigt werden müssten. Um herauszufinden, welcher Fehler bei einer Nichtbeachtung der Dickenabhängigkeit von  $\rho$  und der chemischen Komposition der Proben entsteht, wurden vier Filmproben mit unterschiedlicher Dicke hergestellt. Die Probengeometrie entspricht der im ersten Teil dieser Arbeit vorgestellten Geometrie zur Untersuchung des AIMR (siehe Abschnitt 4.1.3), die im Folgenden als „AIMR-Geometrie“ bezeichnet wird. Dabei wurde die Anzahl der Co/Pt-Bilagen variiert, so dass der Schichtaufbau  $\text{Pt}_{4\text{ nm}}^{\text{ECR}}/\text{Pt}_{1\text{ nm}}/(\text{Co}_{0,8\text{ nm}}/\text{Pt}_{2\text{ nm}})_n$  lautet ( $n = (1, 2, 3, 4)$ ). Die Proben wurden alle vor dem Sputtern mit Mizellen aus derselben Lösung belegt.

In Abb. 10.15(a) sind die Anfangswiderstände  $R_0$  dieser Proben gegen die anfängliche Schichtdicke  $d_0$  aufgetragen. Die Daten sind an ein phänomenologisches  $1/d_0$ -Verhalten angepasst. Die Abweichung der Anpassung zu den Messdaten ist an keiner Stelle größer als 5%. Das bedeutet, dass im betrachteten Dickenbereich die Komposition der Probe und die Dickenabhängigkeit von  $\rho$  in guter Näherung vernachlässigt werden können. Geht man davon aus, dass die Probe mit konstanter Sputterrate  $r$  abgetragen wird, ist der Schichtabtrag  $\Delta d$  proportional zur Zeit  $t$ :

$$\Delta d = d_0 - d(t) = r \cdot t \quad (10.3)$$

Da der Widerstand näherungsweise umgekehrt proportional zur Schichtdicke ist, gilt:

$$R(t) \approx R_0 \cdot \frac{d_0}{d(t)} = R_0 \cdot \frac{d_0}{d_0 - r \cdot t} \quad (10.4)$$

In Abb. 10.15(b) ist die zeitliche Änderung des Widerstands der vier Proben während des Sputterns gezeigt. Die Daten wurden mit Gl. 10.4 angepasst, die die Kurven sehr gut wiedergibt. Dies zeigt wiederum, dass die Annahme einer konstanten Sputterrate innerhalb eines Sputtervorgangs gerechtfertigt ist. Es ergibt sich für alle vier Proben eine

Abtragsrate von  $r = (0,012 \pm 0,002)$  nm/s. Aus dem Anfangswiderstand  $R_0$  und der entsprechenden Schichtdicke  $d_0$  lässt sich somit die Restschichtdicke  $d_f$  über  $d_f \approx \frac{R_0}{R_f} \cdot d_0$  abschätzen. Über diese Beziehung lässt sich auch die Abbruchbedingung für das Sputtern formulieren. Es muss so lange gesputtert werden, bis der *in situ* gemessene Widerstand der Probe

$$R_f \approx \frac{d_0}{d_f} \cdot R_0 \quad (10.5)$$

entspricht, wobei  $d_f$  die gewünschte Endschichtdicke ist. Die in Abb. 10.15(b) gezeigten Sputtervorgänge wurden jeweils bei einem Widerstand von  $R_f = 1300 \Omega$  beendet, was einer Restschichtdicke von 3.4 nm entspricht. Hierbei muss berücksichtigt werden, dass die Co/Pt-Nanoteilchen auf der Probe den Endwiderstand der Proben verringern, so dass der Pt-Film zwischen den Partikeln tatsächlich etwas dünner ist. Natürlich ist diese Methode nicht allzu genau, aber da die in dieser Arbeit verwendeten Wachstumsschichten eine Dicke von 5 nm haben, ist eine Genauigkeit von  $\pm 1$  nm ausreichend.

Da die Hall-Kreuze mit der in dieser Arbeit vorgestellten Präparationsmethode in der Regel nur einmal kontaktiert werden können, wird darauf verzichtet, deren Widerstand während des Sputterns zu messen (siehe Abschnitt 11.2). Stattdessen werden mittels Elektronenstrahlithografie neben den Hall-Kreuzen  $400 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$  große Drähte präpariert, die problemlos mit einem Drahtbender kontaktiert werden können. Wegen der sechs Kupferkontakte des Probenhalters kann der Widerstand von bis zu drei dieser Drähte während des Sputterns aufgezeichnet werden, wodurch der Fortschritt des Prozesses gut verfolgt werden kann und eventuelle Inhomogenitäten aufgrund von Aufladungseffekten entdeckt werden können<sup>77</sup>.

Die Residuen der Anpassungen aus Abb. 10.15(b) sind in Abb. 10.16(a) dargestellt. Zur besseren Übersichtlichkeit sind die Kurven entlang der Ordinate gegeneinander verschoben. Es zeigt sich, dass sie eine periodische Modulation mit einer Amplitude im Bereich  $< 2 \Omega$  aufweisen, wobei die Perioden bei allen Proben ungefähr gleich sind. Dies könnte einerseits auf eine Modulation der Sputterrate zurückzuführen sein. Andererseits entspricht die Anzahl der Maxima der jeweiligen Anzahl an Co/Pt-Bilagen, weshalb die Vermutung naheliegt, dass die Modulation des Widerstands mit dem bisher nicht berücksichtigten Schichtaufbau der Proben zusammenhängt<sup>78</sup>. Die genauen Positionen der Maxima wurden durch die Anpassung von Gauss-Profilen an die Kurven bestimmt und sind in Abb. 10.16(b) dargestellt. Außerdem ist dort die Zeitdauer aufgetragen, nach der jeweils der Widerstand von  $1300 \Omega$  erreicht und der Sputterprozess beendet wurde (schwarze Kreise). Die benötigte Zeit nimmt etwa linear mit der Anzahl der Bilagen zu, was durch eine entsprechende Anpassung veranschaulicht wird. Damit ist erneut gezeigt, dass die Annahme einer konstanten Sputterrate im Rahmen der bereits genannten Einschränkungen näherungsweise gerechtfertigt ist.

<sup>77</sup>Die Abweichungen der mittels verschiedener Drähte auf derselben Probe bestimmten Restschichtdicken  $R_f$  sind kleiner als 10%.

<sup>78</sup>Bei der Probe mit der zweifachen Bilage (rot) wurde der Widerstand erst ab ca. 200 s korrekt aufgezeichnet, weshalb das erste Maximum nicht dargestellt ist.

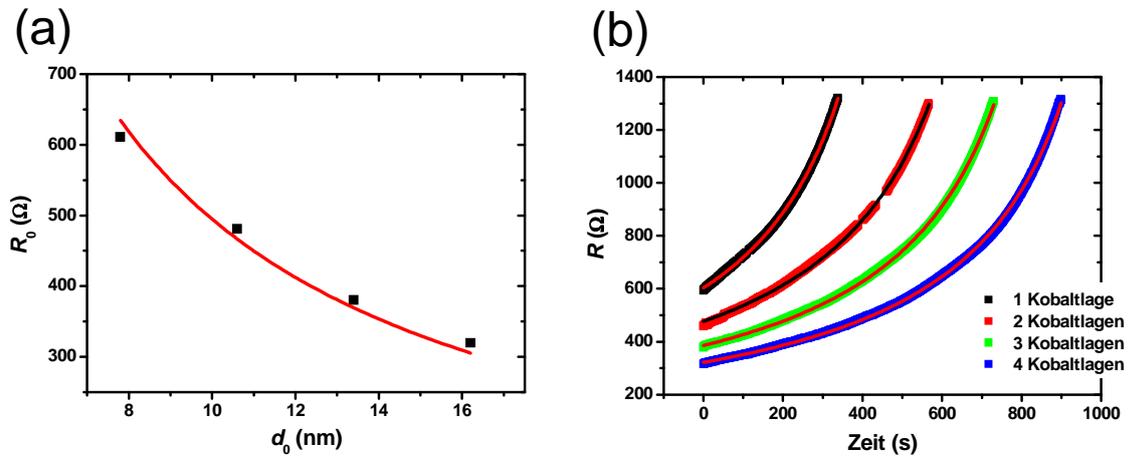


Abbildung 10.15: (a) Anfangswiderstand  $R_0$  der mit Mizellen belegten Proben in AIMR-Geometrie mit 1, 2, 3 und 4 Co/Pt-Bilagen aufgetragen gegen die Schichtdicke  $d_0$ . Die Daten sind nach  $R_0 = 1/(b \cdot d_0)$  angepasst (rote Linie), wobei  $b = (2,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-4} (\Omega \cdot \text{nm})^{-1}$ . (b) Zeitliche Entwicklung des Widerstands der Proben mit unterschiedlicher Anzahl an Co/Pt-Bilagen während des Sputtervorgangs. Die Kurven sind nach Gl. 10.4 angepasst (rote bzw. schwarze Linien), wobei die Abtragsrate  $r$  für alle Proben im Bereich  $r = (0,012 \pm 0,002) \text{ nm/s}$  liegt.

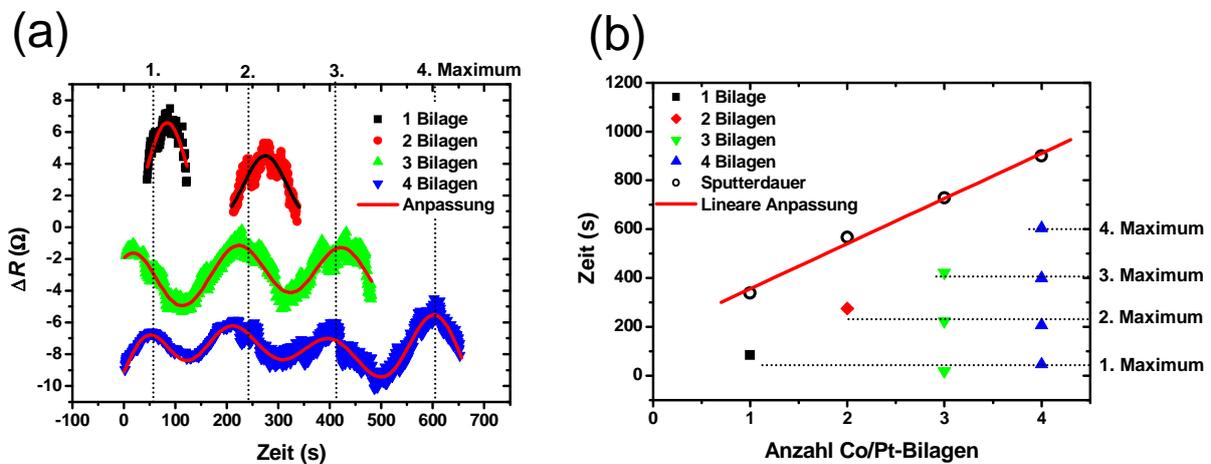


Abbildung 10.16: (a) Residuen der in Abb. 10.15(b) gezeigten Anpassungen. Um eine übersichtlichere Darstellung zu erhalten, wurden die Kurven in vertikaler Richtung gegeneinander verschoben. Das erste Maximum der roten Kurve wurde nicht aufgezeichnet (siehe Text). Die Daten sind mit Gauss-Kurven angepasst (rote bzw. schwarze Linien). Die vertikalen gestrichelten Linien geben die ungefähren Positionen der Maxima an. (b) Darstellung der ermittelten Maxima aus (a) und der Sputterdauer bis zu einem Endwiderstand von  $R_f = 1300 \Omega$  (schwarze Kreise) in Abhängigkeit der Anzahl an Bilagen. Die Sputterdauer ist linear angepasst (rote Linie). Die gestrichelten Linien entsprechen denen aus (a).

Im Folgenden wird der Einfluss der Probengeometrie auf die Sputterraten genauer untersucht. Zu diesem Zweck wurde die Dauer des Sputtervorgangs für eine unterschiedliche Anzahl an Co/Pt-Bilagen bestimmt, wobei jeweils drei Probengeometrien miteinander verglichen werden: Proben mit kleinen Hall-Kreuzen mit Stegbreiten im Bereich von 100 nm, Proben in der AIMR-Geometrie (also makroskopische Hall-Kreuze) und Filmproben. Vor dem Sputtern wurden die Proben mit der gleichen Mizellenlösung belegt. Der Sputtervorgang wurde bei einer nach Gl. 10.5 abgeschätzten Endschichtdicke von  $d_f = 4$  nm beendet. Dazu wurde der elektrische Widerstand der Proben aufgezeichnet<sup>79</sup>. Die Sputterdauer ist in Abb. 10.17 gegen die Anzahl der Co/Pt-Bilagen  $n$  aufgetragen. Sie ist für die unterschiedlichen Probenarten vergleichbar und zeigt einen linearen Anstieg mit der Bilagenanzahl, was durch eine lineare Anpassung veranschaulicht wird. Die mittlere Abtragsrate ergibt sich zu:

$$r_{\text{Co/Pt}}^{\text{Ar}^+} = (0,014 \pm 0,003) \text{ nm/s} \quad (10.6)$$

Sie ist gültig für das Sputtern von mit Mizellenkernen belegten  $(\text{Co}_{0,8 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2 \text{ nm}})_n$ -Schichtsystemen unter senkrechtem Beschuss mit  $\text{Ar}^+$ -Ionen einer Energie von 150 eV bei den in Abschnitt 10.5.4 genannten Betriebsbedingungen der Kaufmann-Quelle.

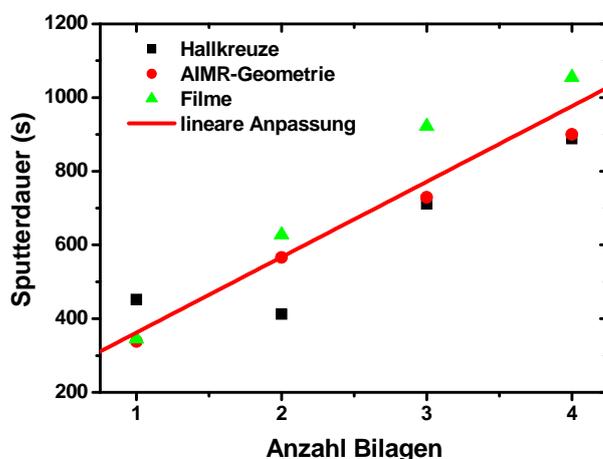


Abbildung 10.17: Abhängigkeit der Sputterdauer von der Anzahl an Co/Pt-Bilagen für Proben mit Hall-Kreuzen (schwarze Quadrate), Proben in AIMR-Geometrie (rote Punkte) und Filmproben (grüne Dreiecke) mit jeweils gleichem Schichtaufbau. Die Messpunkte sind linear angepasst (rote Linie). Alle Proben wurden vor dem Sputtern mit den gleichen Mizellen belegt. Der Sputtervorgang wurde jeweils bei gleicher Restschichtdicke  $d_f$  beendet, die über Gl. 10.5 abgeschätzt wurde.

<sup>79</sup>Bei den Proben mit kleinen Hall-Kreuzen wurde die Widerstandsmessung an eigens dafür präparierten Strukturen in der Nähe der Hall-Kreuze durchgeführt. An den makroskopischen Hall-Kreuzen wurde der Widerstand direkt gemessen. Bei den rechteckigen Filmproben wurde der Widerstand zwischen zwei diagonal gegenüberliegenden Ecken der Probe gemessen.

Die lineare Anpassung in Abb. 10.17 schneidet die Ordinate bei  $t_0 = (160 \pm 80)$  s. Diese Zeit gibt an, wie lange die Platin-Wachstumsschicht und eine eventuell auf der Probe befindliche Benetzungsschicht<sup>80</sup> gesputtert wurden, um auf den mit Gl. 10.5 bestimmten Endwiderstand zu kommen. Die Ursache für die relativ große Ungenauigkeit in der Abtragsrate ist noch nicht endgültig verstanden. Möglicherweise spielt hierbei eine Inhomogenität der räumlichen Verteilung des  $\text{Ar}^+$ - bzw. Neutralisationselektronenstroms eine Rolle, die aufgrund der großen Fläche der Ti-Abschirmplatte, an der das elektrische Potential des Halters gemessen wird, nicht detektiert werden kann. Diese könnten zu einer lokalen Aufladung von nicht-leitfähigen Bereichen auf der Probe oder des REM-Halters führen, falls dieser keinen elektrischen Kontakt zu der Abschirmplatte hat.

In Abb. 10.17 ist zu erkennen, dass die Filmproben im Vergleich zu den Hall-Kreuz-Proben, deren Oberfläche größtenteils elektrisch isolierend ist, tendenziell eine geringere Sputterrate aufweisen. Dies ist ein Hinweis darauf, dass sich die Hall-Kreuz-Proben durch die Neutralisationselektronen tatsächlich negativ aufladen. Insgesamt hat sich herausgestellt, dass die Sputterrate mit dem verwendeten experimentellen Aufbau von Probe zu Probe leicht variieren kann, weshalb die Sputterdauer nicht ausreichend reproduzierbar ist. Stattdessen stellt die Kontrolle des Filmabtrags beispielsweise über den Widerstand der Proben eine geeignete Methode dar, um den Sputtervorgang im richtigen Moment abzubrechen.

Der Vollständigkeit halber sei darauf hingewiesen, dass neben der standardmäßig in dieser Arbeit eingesetzten Präparationsreihenfolge zur Herstellung von Hall-Kreuzen mit darauf befindlichen magnetischen Nanopartikeln noch eine alternative Methode getestet wurde. Hierbei werden zuerst die Nanopartikel aus einem Co/Pt-Film hergestellt, wobei der Sputterprozess nicht in der Platin-Wachstumsschicht, sondern erst im isolierenden Substrat abgebrochen wird. Das Resultat sind elektrisch voneinander isolierte Nanoteilchen, auf die mit Hilfe der Elektronenstrahlithografie ein leitfähiges Hall-Kreuz präpariert wird. Die Funktionalität der auf diese Weise hergestellten Strukturen ist bereits aus der Literatur bekannt und wurde in ersten Versuchen bestätigt [72, 74, 75]. Allerdings wurde dieser Ansatz nicht weiter verfolgt, da durch den geringen Durchmesser der Mizellenkerne die maximale Filmdicke begrenzt ist, die gesputtert werden kann, bevor der Kern vollständig abgetragen ist. Daher lassen sich mit dieser Methode nur Partikel mit ein oder maximal zwei Kobaltlagen herstellen, was ein geringeres Signal-Rausch-Verhältnis der auf diese Weise hergestellten Hall-Kreuze erwarten lässt. Außerdem wird ein zusätzlicher Präparationsschritt benötigt. Ein Vorteil ist aber eine eindeutige Abbruchbedingung des Sputtervorgangs, nämlich ein Divergieren des über die gesamte Filmprobe gemessenen Widerstands. Außerdem ist die Neutralisation während des Sputterns in diesem Fall nicht notwendig, so dass die auf der Probe deponierte Ladung proportional zum Materialabtrag

---

<sup>80</sup>Es bilden sich dünne Wasserfilme auf der Oberfläche, sobald die Proben ambienten Bedingungen ausgesetzt sind. Dies ist beim Transfer der Proben in die  $\text{Ar}^+$ -Sputterkammer der Fall. Hierbei hängt die Schichtdicke von der Stärke der Wechselwirkung zwischen der Probenoberfläche und den adsorbierten Wassermolekülen, der Luftfeuchtigkeit und der Temperatur ab [279, 280].

ist.

Ähnliche Vorteile bietet die in der Einleitung zu diesem Kapitel erwähnte Strukturierungsmethode mittels Negativlacks. Da hier die Pt-Wachstumsschicht nicht komplett abgetragen werden muss, lassen sich wie bei dem in dieser Arbeit verfolgten Ansatz Nanoteilchen mit 3 bis 4 Co/Pt-Bilagen herstellen.

### 10.5.6 Auswirkungen des Sputterns auf magnetische Eigenschaften und Form der Partikel

In diesem Abschnitt werden die magnetischen Eigenschaften und die Form der hergestellten Co/Pt-Nanopartikel anhand von großen Ensembles untersucht. In Abb. 10.18 sind MOKE-Messungen an Co/Pt-Nanopartikeln mit unterschiedlicher Anzahl an Co/Pt-Bilagen  $n$  und mittels REM bestimmten Durchmessern im Bereich von 30 nm bis 40 nm dargestellt. Der Schichtaufbau lautet wie bei allen in diesem Teil der Arbeit untersuchten Proben:  $\text{Pt}_{4\text{nm}}^{\text{ECR}}/\text{Pt}_{1\text{nm}}/(\text{Co}_{0,8\text{nm}}/\text{Pt}_{2\text{nm}})_n$ . Die Messungen an den unstrukturierten Filmen wurden bereits in Abb. 10.8 gezeigt und diskutiert (siehe Abschnitt 10.3).

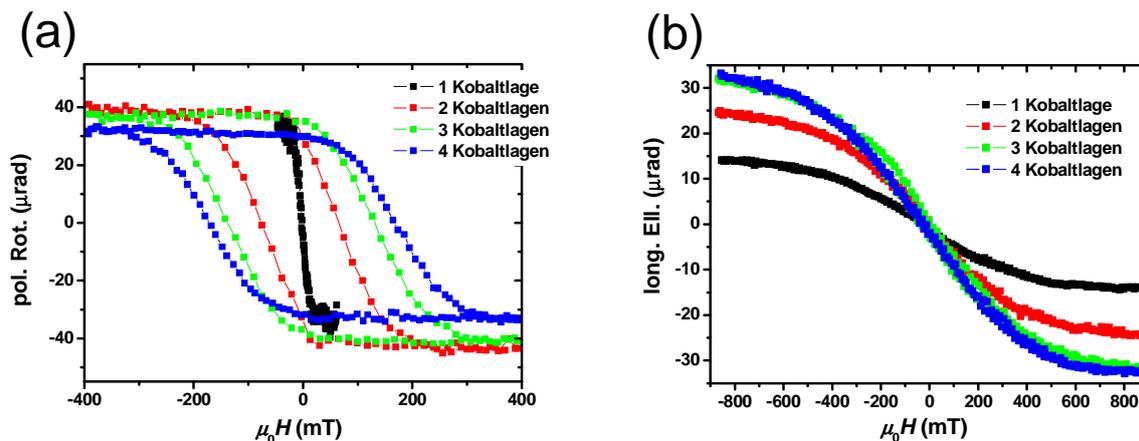


Abbildung 10.18: MOKE-Messungen an Co/Pt-Filmen mit unterschiedlicher Anzahl an Kobaltlagen nach der Belegung mit Mizellen und anschließendem  $\text{Ar}^+$ -Sputtern. Die Messungen der unstrukturierten Filme sind in Abb. 10.8 dargestellt. (a) Polare Rotation in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld für verschiedene Kobaltlagen-Anzahl. (b) Longitudinale Elliptizität in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld für verschiedene Kobaltlagen-Anzahl.

Im Unterschied zu diesen zeigen sich bei den strukturierten Proben im polaren Kerr-Signal gescherte Hysteresen, deren Koerzitivfeld mit wachsender Anzahl an Kobaltlagen zunimmt. Die Ursache für die Scherung ist die Tatsache, dass aufgrund des Durchmessers des Lasers auf der Probenoberfläche über viele Partikel (Größenordnung  $\approx 10^8$ ) gemittelt wird, die jeweils voneinander abweichende magnetische Eigenschaften besitzen. Das

zunehmende Koerzitivfeld lässt sich damit erklären, dass mit steigender Anzahl an Kobaltlagen das magnetische Volumen der Partikel wächst, das linear in die Energiebarriere eingeht, die zum Ummagnetisieren überwunden werden muss (siehe Gl. 7.4). Im Fall einer einzigen Kobaltschicht ist diese Energiebarriere so niedrig, dass die Partikel superparamagnetisch werden, was an den geschlossenen Messkurven in Abb. 10.18(a) und (b) sichtbar ist.

Das polare Sättigungssignal nimmt im Unterschied zu den unstrukturierten Proben nicht mit der Kobaltdicke zu und liegt bei etwa 40  $\mu\text{rad}$  für alle Proben außer derjenigen mit vier Co-Lagen, die ein etwas kleineres Signal von 30  $\mu\text{rad}$  aufweist. Damit ist es bis zu zwei Größenordnungen kleiner als bei den unstrukturierten Vergleichsproben. Die Sättigungssignale in longitudinaler Messrichtung (siehe Abb. 10.18(b)) sind ebenfalls zwei Größenordnungen kleiner als bei den unstrukturierten Referenzproben und zeigen einen monotonen Anstieg mit der Anzahl der Kobaltlagen, der allerdings für die Probe mit vier Co-Lagen verhältnismäßig gering ausfällt. Offensichtlich skaliert das Sättigungssignal nicht mit dem magnetischen Volumen der Teilchen, was auf unterschiedliche magneto-optische Eigenschaften der Proben hindeutet, die mit der Größe und Form der darauf befindlichen magnetischen Teilchen variieren. Ein solches Verhalten wurde beispielsweise in Ref. [82] beobachtet. Da magneto-optische Effekte nicht im Fokus dieser Arbeit liegen, wird nicht näher darauf eingegangen.

Die in Abb. 10.18(b) dargestellten Messungen der longitudinalen Elliptizität in Abhängigkeit des angelegten Magnetfelds zeigen geschlossene Kurven, die denen der unstrukturierten Proben von der Form ähnlich sind. Man darf jedoch nicht vergessen, dass sich diese Kurven aus der Überlagerung der Signale vieler Partikel ergeben. Es lässt sich daher lediglich eine „effektive“ Anisotropie für das gesamte Ensemble angeben, die in erster Ordnung  $K_{1,\text{eff}} = (240 \pm 30) \text{ kJ/m}^3$  und in zweiter Ordnung  $K_2 = (90 \pm 10) \text{ kJ/m}^3$  beträgt. Eine systematische Variation der Anisotropiekonstanten mit der Anzahl der Co/Pt-Bilagen ist wie bei den unstrukturierten Proben nicht zu beobachten.

Um magneto-optische Effekte auf das Sättigungssignal ausschließen zu können, wurde zusätzlich der AHE<sup>81</sup> an großen Ensembles ( $\approx 10^7$ ) von Co/Pt-Partikeln mit unterschiedlicher Anzahl an Kobaltschichten  $n$  untersucht. Dazu wurden Proben mit makroskopischen Hall-Kreuzen (AIMR-Geometrie) hergestellt und mittels Mizellen-Kernen mit einem Durchmesser von ca. 29 nm als Schattenmaske strukturiert. Es wurde jeweils dieselbe Mizellenlösung verwendet, so dass die Flächenfüllung an  $\text{SiO}_2$ -Kernen mit ca. 6% bei allen vier Proben gleich ist. Während des  $\text{Ar}^+$ -Sputterns wurde der Längswiderstand der Proben aufgenommen. Der Prozess wurde jeweils bei gleichem Widerstand abgebrochen, so dass von einer vergleichbaren Dicke der stromtragenden Platinschicht ausgegangen werden kann (siehe Abschnitt 10.5.5). Die AHE-Messungen wurden mit einem Messstrom von 1 mA durchgeführt und sind in Abb. 10.19 gegen das angelegte Feld aufgetragen.

Die Hysteresen gleichen qualitativ den mittels MOKE aufgenommenen Kurven in

---

<sup>81</sup>Der AHE ist näherungsweise proportional zu der Flächenfüllung der Teilchen auf dem Hall-Kreuz und dem Co/Pt-Verhältnis (siehe Abschnitt 9).

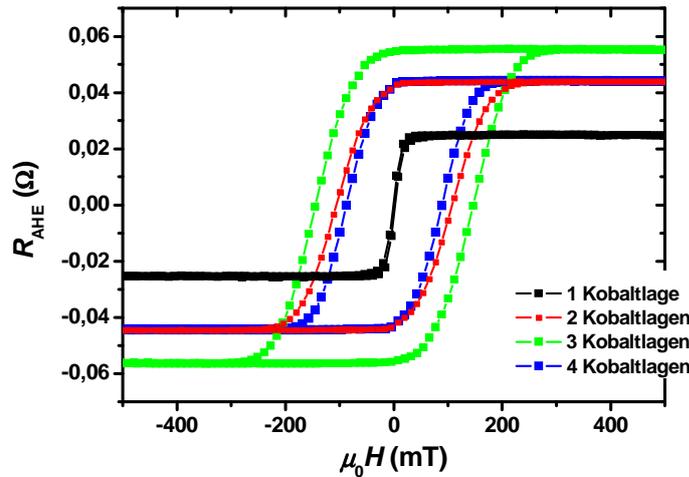


Abbildung 10.19: AHE-Signal in Abhängigkeit des angelegten Magnetfelds von makroskopischen Hall-Kreuzen (AIMR-Geometrie) aus Platin, auf denen sich magnetische Partikel mit unterschiedlicher Anzahl an Co/Pt-Bilagen befinden.

Abb. 10.18(a), wobei die Probe mit  $n = 4$  eine Ausnahme darstellt, die weiter unten diskutiert wird. Zu beachten ist das Signal-Rausch-Verhältnis, das deutlich besser ist als in den MOKE-Messungen und die hohe Empfindlichkeit des AHE demonstriert. Die Partikel mit nur einer Kobaltlage zeigen auch hier eine geschlossene Hysterese, während das mittlere Schaltfeld mit steigender Zahl an Co/Pt-Bilagen anwächst. Dies gilt auch für das Sättigungssignal, das von 25 mΩ bei einer Kobaltlage auf 55 mΩ bei drei Lagen steigt. Das Co/Pt-Verhältnis steigt etwa proportional zum Sättigungssignal von 0,11 auf 0,22 an. Somit lässt sich der Anstieg des Sättigungssignals mit der Erhöhung des Co/Pt-Verhältnisses und dem damit verbundenen Anstieg des Stroms, der durch die Kobaltschichten in den Teilchen fließt, erklären.

Die Ausnahme von diesem Verhalten stellt die Probe mit vier Kobaltlagen in den magnetischen Partikeln dar. Sie zeigt ein reduziertes mittleres Schaltfeld und ein im Vergleich zu den anderen Proben relativ kleines Sättigungssignal. Beide Größen entsprechen in etwa den Werten der Probe mit zwei Kobaltlagen. Ein solches Verhalten wurde qualitativ in Ref. [82] für eine mittels SiO<sub>2</sub>-Kernen strukturierte (Co<sub>0,7 nm</sub>/Pt<sub>2,5 nm</sub>)<sub>8</sub>-Multilage ebenfalls beobachtet. Diese Probe wurde so lange gesputtert, dass die mittels AFM bestimmte Höhe der Strukturen nur noch 5,5 nm betrug. Das bedeutet, dass der Kern und ein großer Teil der Multilage vollständig abgetragen wurden.

Auch in dem hier vorliegenden Fall ist es wahrscheinlich, dass die SiO<sub>2</sub>-Kerne während des Sputterns vollständig abgetragen wurden. Tatsächlich wurde für die Kerne eine etwa doppelt so hohe Abtragsrate wie für das Co/Pt-Schichtsystem bestimmt [87]. Daraus folgt, dass die Höhe der Kerne mindestens doppelt so groß sein muss wie die abzutragende Co/Pt-Multilage. Co/Pt-Nanoteilchen mit dem verwendeten Schichtaufbau und vier Co-Lagen stellen mit einer abzutragenden Schichtdicke von ca. 12 nm die absolute Grenze

des Machbaren dar.

Die in Abb. 10.18(a) dargestellte Probe mit vier Co-Lagen zeigt im Vergleich zu der in Abb. 10.19 gezeigten Messung kein reduziertes Schaltfeld, obwohl der Schichtaufbau und die verwendete Mizellenlösung gleich sind. Die Ursache hierfür ist wahrscheinlich auf Unterschiede im Sputterprozess zurückzuführen. Die in Abb. 10.19 vermessenen Proben wurden mit einem provisorischen Probenhalter gesputtert, bevor der in Abschnitt 10.5.3 dargestellte Halter verfügbar war. Bei diesem provisorischen Halter wurde nicht ausreichend auf die Abschirmung elektrisch isolierender Bereiche und die Erdung leitfähiger Bereiche geachtet. Des Weiteren wurde beim Zünden des Argon-Plasmas kein Shutter verwendet, um die Probe vor Aufladungen zu schützen. Dies hat wahrscheinlich zu Aufladungen auf der Probe und dem Halter geführt, die wiederum einen inhomogenen Materialabtrag zur Folge hatten. Neben den unterschiedlichen magnetischen Eigenschaften der Proben mit  $n = 4$  unterscheiden sich auch die mittleren Durchmesser der hergestellten Partikel. Während er bei der mittels MOKE charakterisierten Probe etwa 40 nm entspricht, sind es bei der mittels AHE vermessenen Probe nur 36 nm. Insgesamt deutet alles darauf hin, dass die letztere Probe zu lange gesputtert wurde.

Im Folgenden wird der Einfluss des Sputterns auf die Form der Partikel untersucht. Dazu wurden REM-Aufnahmen von Proben vor und nach dem Sputtern miteinander verglichen. In Abb. 10.20(a) ist eine REM-Aufnahme der  $\text{SiO}_2$ -Kerne auf einer  $(\text{Co}_{0,8 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2 \text{ nm}})_4$ -Multilage bei 300.000-facher Vergrößerung unter einem Betrachtungswinkel von  $45^\circ$  dargestellt. Die Kerne erscheinen transparent, die Auflagefläche ist deutlich dunkler als der Rest. Die mittels AFM untersuchte Höhe solcher Kerne entspricht dem Durchmesser, so dass sie als kugelförmig angesehen werden können [86, 87]. In Abb. 10.20(b) ist dieselbe Probe mit der gleichen Vergrößerung nach dem Sputtern der Multilage bis in die Platin-Wachstumsschicht gezeigt. Es wurden ungefähr 12 nm des Films abgetragen. Das bedeutet, dass der  $\text{SiO}_2$ -Kern größtenteils abgetragen ist. Es fällt auf, dass die Teilchen einen wesentlich größeren Durchmesser haben als die ursprünglichen Mizellenkerne. Die Form ist flacher und entspricht eher einem Kegel mit mehr oder weniger abgerundeter Spitze. Das bedeutet, dass der Durchmesser über die Höhe des Teilchens variiert. Zwischen den Partikeln ist deutlich zu erkennen, dass die Rauigkeit des Films durch das Sputtern gestiegen ist.

Die Zunahme des Durchmessers der Partikel wurde an Proben mit unterschiedlicher Co/Pt-Bilagenzahl untersucht. Diese wurden jeweils mithilfe des elektrischen Widerstands auf die gleiche Restschichtdicke abgetragen (siehe Abschnitt 10.5.5). Aus REM-Aufnahmen bei 300.000-facher Vergrößerung wurden die mittleren Durchmesser der Teilchen bestimmt. Diese sind in Abb. 10.21 gegen den Filmabtrag aufgetragen. Es zeigt sich ein linearer Anstieg des Durchmessers von  $(28,8 \pm 0,3)$  nm für die Mizellenkerne bis  $(40 \pm 1)$  nm für die gesputterte Multilage mit vier Co/Pt-Bilagen.

Im Folgenden werden die Ursachen für die beobachtete Form und die Größenänderung der Teilchen diskutiert. Der Durchmesser der Kerne nimmt während des Sputterns ab, so dass sich darunter kegelstumpfförmige Partikel ausbilden. In den nun freigelegten Randbereichen der Partikel kann es durch den Ionenbeschuss zu einer Durchmischung der

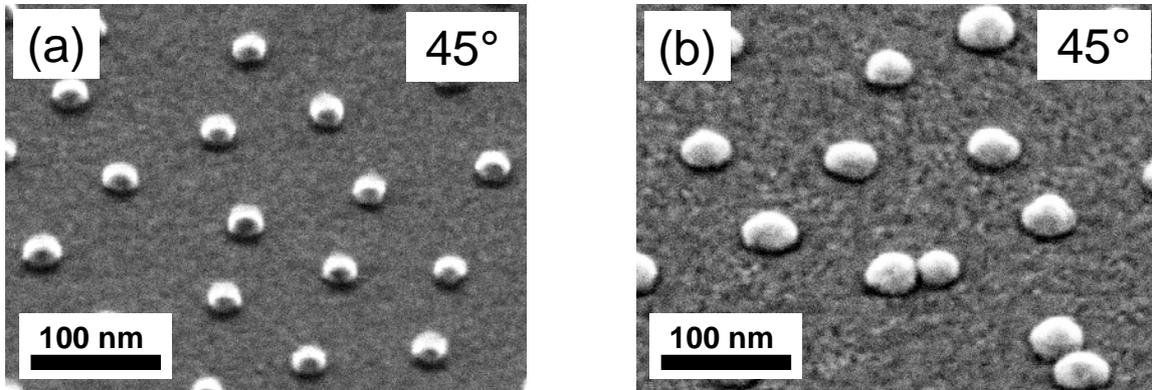


Abbildung 10.20: (a) REM-Aufnahme ungesputterter Mizellenkerne. (b) REM-Aufnahme einer bis in die Platin-Wachstumsschicht abgetragenen  $(\text{Co}_{0,8 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2 \text{ nm}})_4$ -Multilage. Beide Aufnahmen wurden unter einem Winkel von  $45^\circ$  bei 300.000-facher Vergrößerung gemacht.

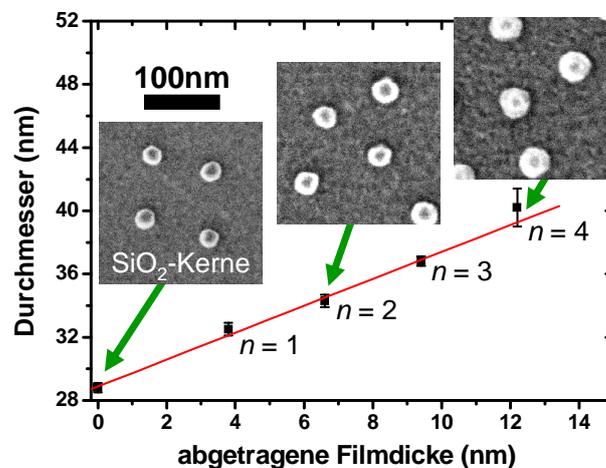


Abbildung 10.21: Mittlerer Partikeldurchmesser in Abhängigkeit der nominell abgetragenen Filmdicke einer  $(\text{Co}_{0,8 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2 \text{ nm}})_n$ -Multilage mit linearer Anpassung (rot). Eingefügt sind Ausschnitte aus REM-Aufnahmen bei gleicher Vergrößerung, die Mizellenkerne vor dem Sputtern (links), sowie Partikel mit  $n = 2$  bzw.  $n = 4$  nach dem Sputtern bis in die Wachstumsschicht (Mitte bzw. rechts) zeigen. Die grünen Pfeile ordnen die Ausschnitte den entsprechenden Messpunkte zu. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichung der Bestimmung des mittleren Durchmessers an mindestens drei verschiedenen Orten auf den jeweiligen Proben an.

Co/Pt-Grenzflächen kommen. Gleichzeitig sorgt die charakteristische Winkelverteilung der gesputterten Teilchen (siehe Abschnitt 10.5.1) für eine Redeposition am Rand der Partikel. Dabei lagern sich Kobalt- und Platin-Atome, die bereits aus der Probe gesputtert wurden, teilweise an den sich herausbildenden Flanken der Nanoteilchen an, wodurch diese verbreitert werden und insgesamt einen flacheren Kantenwinkel aufweisen. Bei dem angelagerte Material handelt es sich um eine CoPt-Legierung, die die magnetischen Eigenschaften der Partikel ändert. Eine ausführliche Diskussion des Einflusses dieser Legierung auf das Schaltverhalten der Partikel findet sich bei den Ergebnissen der AHE-Messungen an einzelnen Partikeln in Abschnitt 12.4. Zunächst wird jedoch im folgenden Kapitel 11 der für diese Messungen verwendete experimentelle Aufbau beschrieben.

## 11 AHE-Messaufbau

Nach dem Sputtern sind die Proben fertig präpariert und können gemessen werden. In Abschnitt 11.1 wird zunächst der dazu verwendete Messaufbau beschrieben. Daraufhin wird in Abschnitt 11.2 die Befestigung und Kontaktierung der Probe auf dem Probenträger erklärt. Schließlich wird gezeigt, wie der Probenträger in den Messaufbau eingebaut wird (Abschnitt 11.3).

### 11.1 Experimenteller Aufbau

Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten des Messaufbaus für die Charakterisierung der Co/Pt-Nanoteilchen, der in Abb. 11.1 schematisch dargestellt ist, näher erläutert. Er besteht im Wesentlichen aus einem Durchflusskryostaten<sup>82</sup>, an dessen Ende sich die Probe befindet. Er lässt sich sowohl mit flüssigem Helium als auch mit flüssigem Stickstoff betreiben. Über ein eingebautes Hezelement und einen Temperatursensor lässt sich mittels Temperatursteuerung<sup>83</sup> die Temperatur der Probe regeln. Das verbrauchte Helium wird über eine Scroll-Pumpe in die Rückleitung gepumpt. Der Durchfluss und damit die Kühlleistung wird mit einem Ventil am Heber reguliert. Auf diese Weise lässt sich die Probe, die in direktem thermischen Kontakt mit dem Kryostaten steht, mittels flüssigem Helium auf bis zu 2,4 K abkühlen. Zur thermischen Isolation des Kryostaten befindet sich dieser in einer Vakuumkammer mit einem Basisdruck von ca.  $1 \cdot 10^{-6}$  mbar. Der Wärmeeintrag durch Wärmestrahlung wird durch ein vergoldetes Strahlungsschild reduziert.

Die Vakuumkammer befindet sich zwischen den Polschuhen eines wassergekühlten Elektromagneten, der sich frei um die Probe drehen lässt, so dass das Feld sowohl polar als auch in der Probenebene angelegt werden kann. Das maximale Feld beträgt ungefähr 800 mT.

Die elektrischen Kontakte der Probe werden über BNC-Durchführungen an eine Erdungsbox angeschlossen. Über Schalter an der Box lassen sich die Kontakte entweder erden, erdfrei kurzschließen oder mit dem Nanovoltmeter<sup>84</sup> und der Stromquelle<sup>85</sup> verbinden. Um elektrostatische Aufladungen beim Umschalten zu vermeiden, werden Wechselschalter mit überlappender Schaltfunktion verwendet. Das bedeutet, dass beim Umschalten kein kontaktfreier Zustand auftritt. Außerdem sind die Eingänge der Box mit Suppressordioden mit einer Durchbruchspannung von 6,8 V verbunden, die das Hall-Kreuz gegen mögliche Spannungsschübe schützen, wie sie bei elektrostatischen Entladungen, aber auch beim Ein- und Ausschalten von elektronischen Geräten entstehen können.

Grundsätzlich ist die erdfrei kurzgeschlossene Probe am besten gegen Entladungen geschützt. Nur in dieser Einstellung sollten Kabel am Ausgang der Erdungsbox umge-

---

<sup>82</sup>Janis Research ST-400

<sup>83</sup>LakeShore Modell 331

<sup>84</sup>Keithley 2182A Digital Nanovoltmeter

<sup>85</sup>Keithley 6221 AC and DC Current Source

steckt werden oder zum Aufbau gehörende elektronische Geräte ein- oder ausgeschaltet werden.

Die Quer- bzw. Längsspannung wird mit dem ersten bzw. zweiten Kanal des Nanovoltmeters gemessen. Der Strom wird über die DC-Stromquelle an den Kontakten zur Messung der Längsspannung eingespeist<sup>86</sup>.

## 11.2 Kontaktierung der Probe

Die Angleichung der Temperaturen von Probe und Kühlfinger erfolgt über direkten thermischen Kontakt. Damit dieser so gut wie möglich ist, wird auf die Verwendung von Chipträgern, wie sie bei der Untersuchung der Co/Pt-Schichtsysteme im ersten Teil dieser Arbeit verwendet werden, verzichtet. Stattdessen wird die Probe mit einer Platine auf einen aus Kupfer bestehenden Probenträger geklemmt. In Abb. 11.2 ist ein Probenträger mit kontaktierter Probe und Platine dargestellt. Diese besitzt ein Fenster, durch das die Probe sichtbar ist. Auf ihrer Oberseite befinden sich Leiterbahnen aus Kupfer, mit deren Hilfe die Probe mit dem Messaufbau elektrisch kontaktiert wird. Doch zunächst muss das zu vermessende Hall-Kreuz mit diesen Leiterbahnen verbunden werden. Dazu wird wie im ersten Teil der vorliegenden Arbeit ein Drahtbonder<sup>87</sup> verwendet. Mittels Ultraschall wird hierbei ein dünner Aluminiumdraht an den gewünschten Positionen auf der Probe bzw. der Leiterbahn verrieben, wodurch der Draht an der entsprechenden Stelle haften bleibt<sup>88</sup>. Ein Stereomikroskop gewährleistet die präzise Positionierung der Kontakte mit einer Genauigkeit von einigen zehn Mikrometern. In der vergrößerten Ansicht des kontaktierten Hall-Kreuzes in Abb. 11.2 (Mitte) sind die Drahtverbindungen (Bonds) gut zu erkennen. An den verbreiterten Enden der Bonds wurde der Draht mittels Ultraschall verrieben.

Da die Hall-Kreuze sehr empfindlich gegenüber elektrischen Entladungen sind, müssen die Leiterbahnen zu jeder Zeit geerdet sein. Zu diesem Zweck werden sie untereinander mit Sicherheitsbonds kurzgeschlossen. Diese Sicherheitsbonds verhindern, dass eventuell zwischen den Leiterbahnen auftretende Spannungen durch einen Stromfluss durch das Hall-Kreuz ausgeglichen werden. Die Probe mit kontaktiertem Hall-Kreuz kann so auch für längere Zeit sicher gelagert werden. Die Sicherheitsbonds werden erst direkt vor der Messung entfernt, wenn die Leiterbahnen bereits anderweitig kurzgeschlossen sind (siehe

---

<sup>86</sup>Alternativ kann als rauscharme Spannungsquelle eine Batterie verwendet werden, deren Ausgangsspannung über einen regelbaren Widerstand variiert wird. In der Praxis hat sich jedoch gezeigt, dass die DC-Stromquelle bei dem benutzten Aufbau ein vergleichbares Rauschen und eine bessere Langzeitstabilität aufweist.

<sup>87</sup>Kulicke & Soffa Industries Inc., Modell 4123

<sup>88</sup>Selbstverständlich muss während des Bondens der gesamte Aufbau geerdet sein. Insbesondere muss darauf geachtet werden, dass die so genannte „Wedge“, die den Draht auf der Probe verreibt, und der Probentisch geerdet sind. Beim Umgang mit dem Probenträger sollten grundsätzlich Handschuhe getragen werden und Maßnahmen gegen elektrostatische Entladungen getroffen werden. Dazu gehört das Tragen einer Erdungsmanschette, das Erden aller Arbeitsmittel sowie geeignetes Schuhwerk und geeignete Laborstühle.

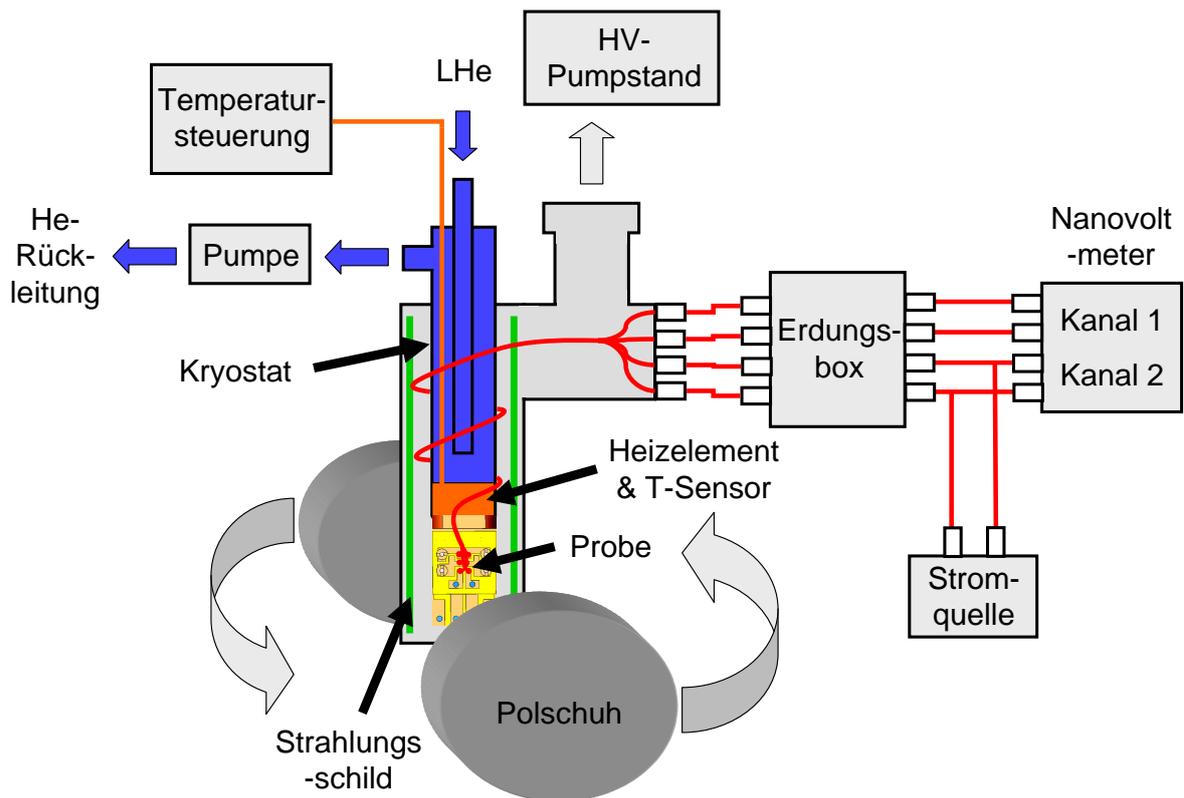


Abbildung 11.1: Schematische Darstellung des AHE-Aufbaus. Die Probe (gelb) befindet sich am Ende des Durchflusskryostaten (blau), der mit flüssigem Helium gekühlt wird. Zur Regulierung der Proben­temperatur ist er mit einem Heizelement und einem Temperatursensor (orange) ausgestattet. Ein Hochvakuum und ein Strahlungsschild (grün) sorgen für eine thermische Isolation des Kryostaten. Ein drehbarer Elektromagnet (grau) erzeugt ein äußeres Magnetfeld. Die Kontakte des Hall-Kreuzes (rot) lassen sich über eine Box kurzschließen, erden oder mit dem Nanovoltmeter und der Stromquelle verbinden.

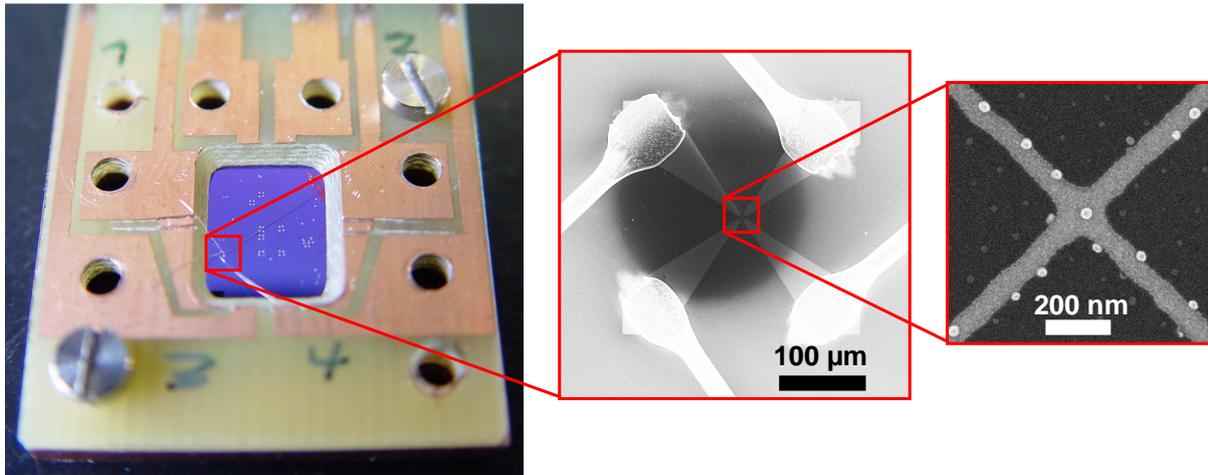


Abbildung 11.2: Optische Aufnahme eines Probenträgers mit kontaktierter Probe (blau) und darüber befindlicher Platine mit Kupfer-Leiterbahnen (links). Auf der Probe sind die Reste abgerissener Bonds als quadratisch angeordnete helle Punkte zu erkennen. Die Platine hat eine Breite von 24 mm und wird über zwei M2-Schrauben aus Titan am Probenträger befestigt. Mitte: REM-Aufnahme des kontaktierten Hall-Kreuzes. Der dunkle Fleck ist auf den verwendeten In-Lens-Detektor zurückzuführen. Rechts: REM-Aufnahme des Kreuzungsbereichs mit Co/Pt-Nanoteilchen (helle Punkte).

Abschnitt 11.3). Wird die Probe nach der Messung ausgebaut, sollten die Sicherheitsbonds zum Schutz des kontaktierten Hall-Kreuzes erneut gesetzt werden.

### 11.3 Einbau der Probe in den AHE-Aufbau

Nachdem die Probe auf dem Probenträger aus Kupfer mit der Platine fixiert und die Bonds gesetzt wurden, kann sie in den Messaufbau eingebaut werden. Das Vorgehen hierbei ist in Abb. 11.3 schematisch dargestellt. Zunächst wird der Probenträger über zwei Titan-Schrauben auf einem Winkelstück aus Kupfer befestigt (siehe Abb. 11.3(a)). Dieses Winkelstück ist direkt am Ende des Durchflusskryostaten angebracht (nicht gezeigt). Zur Kontaktierung der Probe werden vier längere Schrauben von unten durch das Winkelstück gesteckt. Keramik-Unterlegscheiben verhindern dabei, dass diese Kontaktierungsschrauben über das Winkelstück kurzgeschlossen werden (siehe Abb. 11.3(b)). Von oben werden die Schrauben über Muttern mit den Leiterbahnen auf der Platine verbunden. Somit ist ein elektrischer Kontakt zwischen dem Hall-Kreuz und den Schrauben hergestellt. Die Leiterbahnen sind hierbei noch durch Sicherheitsbonds kurzgeschlossen. Eine weitere Platine wird an den Kontaktschrauben über dem Probenträger befestigt. Über Kupfermuttern und -leiterbahnen wird eine elektrische Verbindung zwischen den Kontaktschrauben und den auf dieser zweiten Platine angelöteten Kupferkabeln hergestellt (siehe Abb. 11.3(c)). Diese Kabel werden über BNC-Buchsen aus der Vakuumkammer, in der sich der Kryo-

stat befindet, geführt. Über die Erdungsbox wird das Hall-Kreuz erdfrei kurzgeschlossen. Sobald das geschehen ist, können die Sicherheitsbonds, die zuvor diese Aufgabe erfüllt haben, mit einer geerdeten Pinzette entfernt werden<sup>89</sup>.

Bevor die Vakuumkammer geschlossen wird, sollte die Funktionstüchtigkeit des Hall-Kreuzes und der elektrischen Kontakte überprüft werden. Dazu wird das Voltmeter an die zu prüfenden Anschlüsse an der Erdungsbox angeschlossen und die Erdung entfernt. Baut sich keine Spannung zwischen den Kontakten auf, sind sie über das Hall-Kreuz miteinander verbunden. Ist dies für alle Kontakte der Fall, kann mit dem Einbau in den Magneten fortgefahren werden.

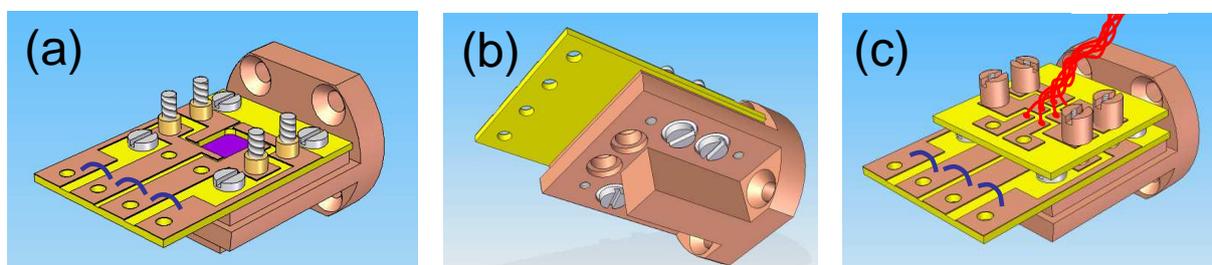


Abbildung 11.3: Kontaktierung der Probe für die AHE-Messungen. (a) Skizze des auf das Kupferwinkelstück montierten Probenträgers. Von den vier dargestellten M2-Schrauben dienen zwei zur Fixierung der Platine (gelb) auf dem Probenträger (siehe Abb. 11.2). Die anderen beiden Schrauben halten den Probenträger auf dem Winkelstück. Die Leiterbahnen auf der Platine sind über Sicherheitsbonds (blau) kurzgeschlossen. Von unten werden vier weitere M2-Schrauben zur Kontaktierung durch das Winkelstück gesteckt. Über Spezialmuttern (gold) wird der elektrische Kontakt zu den Leiterbahnen hergestellt. Über Keramik-Unterlegscheiben (weiß, siehe (b)) wird verhindert, dass diese Schrauben über das Kupfer-Winkelstück kurzgeschlossen werden. (c) Eine weitere Platine, an deren Oberseite Kupferkabel (rot) angelötet sind, wird über dem Probenträger montiert. Über Kupfermuttern und Leiterbahnen aus Kupfer wird der elektrische Kontakt der Kontaktierungsschrauben zu den Kupferkabeln hergestellt.

<sup>89</sup>Um elektrostatische Aufladungen zu vermeiden, sollten alle verwendeten Teile vor dem Einbau geerdet werden. Das gilt natürlich auch für die zu benutzenden Arbeitsgeräte wie Pinzetten, Schraubendreher und Zangen. Der Experimentator sollte eine Erdungsmanschette und Handschuhe tragen. Beim Einbau der Probe sollte selbstverständlich kein Stuhl mit Stoffbezug, sondern ein geeigneter Laborstuhl beispielsweise aus Holz benutzt werden. Befindet sich kein antistatischer Fußbodenbelag im Labor, sollten antistatische Laborsicherheitsschuhe oder zur Not gar keine Schuhe getragen werden.

## 12 Ergebnisse der AHE-Untersuchungen von Co/Pt-Nanopartikeln

In diesem Kapitel werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten AHE-Messungen an Hall-Kreuzen mit magnetischen Nanoteilchen vorgestellt und diskutiert. Dabei liegt der Fokus dieses Kapitels darauf, die Vielfalt der Untersuchungsmöglichkeiten an den hergestellten Proben mit dem beschriebenen Messaufbau herauszustellen.

In Abschnitt 12.1 wird zunächst die Durchführung der Messungen erläutert. Dabei wird die hohe Sensitivität der hergestellten Hall-Kreuze anhand eines einzelnen Co/Pt-Partikels demonstriert und der Einfluss des Messstroms auf die Messergebnisse untersucht. Da die Anzahl der Partikel, die sich im sensitiven Kreuzungsbereich der Hall-Strukturen befinden, nur indirekt über den Durchmesser der Mizellenhüllen und die Breite der Hall-Kreuze eingestellt werden kann, kommt es häufig vor, dass sich zwei oder noch mehr Teilchen auf dem Kreuz befinden. Sofern sich die Signale eindeutig den jeweiligen Partikeln zuordnen lassen, hat dies den Vorteil, dass das Verhalten mehrerer Teilchen und deren magnetostatische Wechselwirkung in einer einzelnen Messung abgebildet werden kann. Im Zusammenhang mit dieser Arbeit wurde ein Verfahren zur eindeutigen Zuordnung der Signale zu den einzelnen Partikeln entwickelt [91]. In Abschnitt 12.3 wird dieses Verfahren erläutert. Zuvor wird in Abschnitt 12.2 die magnetostatische Wechselwirkung zweier Teilchen untersucht. In Abschnitt 12.4 wird die Anwendbarkeit des Stoner-Wohlfarth-Modells (SW-Modell) auf das Schaltverhalten der hergestellten Partikel getestet, indem die Winkelabhängigkeit des Schaltfelds bei 2,4 K gemessen wird. Des Weiteren wird der Einfluss der Temperatur (Abschnitt 12.5) und der Messrate (Abschnitt 12.6) auf das Schaltfeld untersucht. Die mittels verschiedener Anpassungen des Schaltverhaltens der Teilchen an das Néel-Brown-Modell bestimmten Anpassungsparameter werden in Abschnitt 12.7 gegenübergestellt und diskutiert. Zuletzt wird in Abschnitt 12.8 das thermisch angeregte Schalten der Teilchen zeitlich aufgelöst und mittels eines in der Probenebene angelegten Magnetfelds manipuliert.

In Tab. 12.1 ist eine Übersicht über den jeweiligen Schichtaufbau und die Eigenschaften der in diesem Kapitel untersuchten Proben dargestellt, die sich aus REM-Untersuchungen und Messungen des Ummagnetisierungsverhaltens mittels AHE ergeben. Die Hysteresen wurden bei Raumtemperatur und mit vergleichbarer Änderungsrate<sup>90</sup> des Magnetfelds gemessen. Sofern nicht explizit angegeben, wurden alle in diesem Kapitel gezeigten Hysteresen mittels einzelner Felddurchläufe aufgenommen. Dadurch erhält der Leser einen Eindruck vom Signal-Rausch-Verhältnis der Messungen. Andererseits geben die Signalsprünge aufgrund thermischer Anregungen nicht zwangsläufig das mittlere Schaltfeld wieder.

---

<sup>90</sup>Die Änderungsrate ist mit der eingesetzten Messsoftware in erster Näherung umgekehrt proportional zur Magnetfeldamplitude, hat aber nur einen geringen Einfluss auf die Schaltfelder (siehe Abschnitt 12.6).

Bezeichnung	Probe 1	Probe 2	Probe 3	Probe 4
Anzahl (Co <sub>0,8 nm</sub> /Pt <sub>2 nm</sub> )-Bilagen	3	1	3	3
Durchmesser $D_A$ (nm)	$33 \pm 2$	$30 \pm 2$	$30 \pm 2$	$34 \pm 2$
Durchmesser $D_B$ (nm)	-	$31 \pm 2$	$34 \pm 2$	$30 \pm 2$
Schaltfeld $H_s^A$ bei RT (mT)	$147 \pm 7$	$69 \pm 4$	$77 \pm 8$	$68 \pm 6$
Schaltfeld $H_s^B$ bei RT (mT)	-	$91 \pm 8$	$124 \pm 4$	$48 \pm 6$
Signalhub $\Delta R_H^A$ (m $\Omega$ )	120	32	12	46
Signalhub $\Delta R_H^B$ (m $\Omega$ )	-	21	51	34
REM-Bild und Hysterese bei RT	Abb. 12.1	Abb. 12.15	Abb. 12.4	Abb. 12.6

Tabelle 12.1: Übersicht über die in Kapitel 12 charakterisierten Hall-Kreuz-Proben. Mit Ausnahme der Probe 1 befinden sich jeweils zwei Partikel auf der Kreuzungsfläche, die über die Indizes „A“ und „B“ unterschieden werden. Die Fehler der Schaltfelder bei RT entsprechen der Standardabweichung aus zehn Messungen.

## 12.1 Messung des Ummagnetisierungsverhaltens eines einzelnen Co/Pt-Partikels

In diesem Abschnitt wird erläutert, wie die Messungen zur Bestimmung des Schaltfelds eines Partikels durchgeführt werden. Des Weiteren wird untersucht, ob der Messstrom sich auf die AHE-Signalhöhe, das Schaltfeld oder den Längswiderstand der Proben auswirkt. Während die Kontakte der Probe über die in Abschnitt 11.1 beschriebene Erdungsbox erdfrei kurzgeschlossen sind, werden die zur Messung benötigten elektrischen Geräte eingeschaltet. Dazu gehören das Netzteil für den Elektromagneten, die Stromquelle, das Voltmeter und die Vakuumpumpen, sofern nicht bei Raumtemperatur gemessen werden soll. Als nächstes wird ein kleiner Messstrom im nA-Bereich an der Stromquelle eingestellt und der Kurzschluss der Probenkontakte aufgehoben. Der Strom fließt nun durch das Hall-Kreuz. Der Messstrom wird sukzessive erhöht, bis ein magnetisches Signal mit ausreichendem Signal-Rausch-Verhältnis beobachtet wird. Das Signal der Co/Pt-Nanoteilchen lässt sich in der Regel ab einem Messstrom von etwa 1  $\mu\text{A}$  beobachten. Größere Messströme als  $I = 70 \mu\text{A}$  wurden nicht verwendet, da bei höheren Strömen die Hall-Kreuze beschädigt werden können.

Im Folgenden wird zunächst das Ummagnetisierungsverhalten der Probe 1 mit einem einzelnen Co/Pt-Partikel vorgestellt, anhand derer der Einfluss des Messstroms auf die Messergebnisse untersucht wird. In Abb. 12.1(a) ist eine REM-Aufnahme von Probe 1 dargestellt, auf dem sich ein Nanoteilchen mit 3 Co/Pt-Bilagen befindet. Der Durchmesser des Teilchens beträgt  $(33 \pm 2)$  nm, die Zuleitungen haben eine Breite von ca. 80 nm bzw. 100 nm. Mit einem Messstrom von 70  $\mu\text{A}$  wurde die in Abb. 12.1(b) gezeigte Hysterese bei Raumtemperatur gemessen. Die Kurve wurde um einen konstanten Wert von ca. 200  $\mu\text{V}$  vertikal verschoben, so dass sie symmetrisch um Null liegt. Diese Verschiebung entspricht etwa 0,03 % der angelegten Längsspannung. Die Ursache der Verschiebung ist eine experimentell unvermeidliche Abweichung von der idealen Hall-Kreuzgeometrie. In

der Regel sind die Abgriffe der Hall-Spannung in Stromrichtung leicht gegeneinander verschoben, so dass die gemessene Hall-Spannung von einer Längsspannung überlagert wird. Bei der Untersuchung der Co/Pt-Schichtsysteme im ersten Teil dieser Arbeit wurde diese Längsspannung aus den Messungen der Querspannung korrigiert, indem jede Messung mit umgekehrter Magnetfeldrichtung wiederholt wurde. Bei der Mittelung über beide Messungen wird der Längsspannungsanteil eliminiert. In Abb. 12.1(b) ist der Längswiderstand  $R_L$  der Probe in Abhängigkeit des Magnetfelds aufgetragen. Er ist in sehr guter Näherung konstant, die Variationen sind kleiner als 0,01%. Dies ist bei allen in diesem Teil der Arbeit untersuchten Hall-Kreuzen der Fall. Aus diesem Grund wird eine über die vertikale Verschiebung der Messkurven hinausgehende Korrektur nicht benötigt.

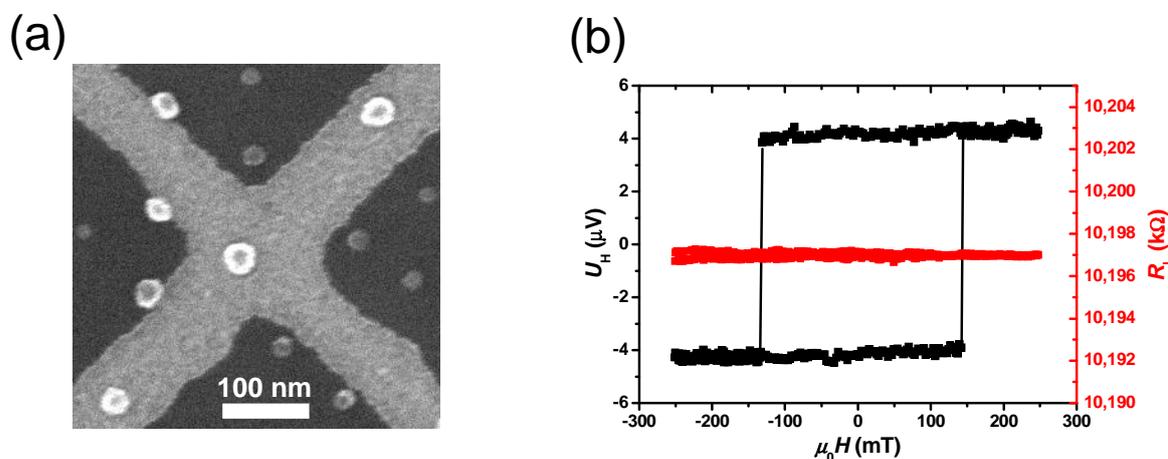


Abbildung 12.1: (a) REM-Aufnahme der Probe 1. Das magnetische Teilchen mit dem Schichtaufbau  $\text{Pt}_{5 \text{ nm}}/(\text{Co}_{0,8 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2 \text{ nm}})_3$  besitzt einen Durchmesser von  $(33 \pm 2) \text{ nm}$ . (b) Hall-Spannung  $U_H$  (schwarz) und Längswiderstand  $R_L$  (rot) der in (a) gezeigten Probe in Abhängigkeit des senkrecht zur Probenebene angelegten Magnetfelds  $\mu_0 H$  bei einem Messstrom von  $70 \mu\text{A}$ . Die Messkurve wurde in vertikaler Richtung verschoben, um den feldunabhängigen Einfluss des Längswiderstands zu korrigieren.

Die in Abb. 12.1(b) gezeigte Hysterese weist eine rechteckige Form auf. Das deutet darauf hin, dass das Teilchen eindomänig ist, also nur zwei Magnetisierungszustände besitzt. Dies ist auch zu erwarten, da die Domänenwandbreite  $\delta_{\text{DW}} = \pi\sqrt{A/K} \approx 32 \text{ nm}$  [93] etwa so groß ist wie der Teilchendurchmesser. Daher würde eine Domänenwand mehr Austauschenergie kosten, als durch die Reduzierung der magnetostatischen Energie gewonnen werden könnte. Bei dieser Abschätzung wurde eine Austauschsteifigkeit von  $A = 31,4 \text{ pJ/m}$  [281, 282] und eine Anisotropie von  $K \approx 300 \text{ kJ/m}^3$  angenommen, wie sie für die unstrukturierten Filme in Abschnitt 10.3 und die strukturierten Proben in Abschnitt 10.5 gefunden wurde.

Das Schaltfeld ist mit ca. 150 mT deutlich größer als bei der in Abb. 10.8(a) dargestell-

ten  $\text{Pt}_{4\text{ nm}}^{\text{ECR}}/\text{Pt}_{1\text{ nm}}/(\text{Co}_{0,8\text{ nm}}/\text{Pt}_{2\text{ nm}})_3$ -Filmprobe, die ein Koerzitivfeld  $< 50\text{ mT}$  besitzt. Auch diese Tatsache deutet darauf hin, dass das in Abb. 12.1(a) gezeigte Teilchen einkörnig ist. In diesem Fall entspricht das magnetische Volumen  $V$ , dessen Anisotropieenergie  $KV$  vom externen Magnetfeld zur Ummagnetisierung überwunden werden muss, näherungsweise dem Gesamtvolumen des Kobalts im Partikel. Bei Filmproben wird hingegen die Ummagnetisierung an Defekten, also stark lokalisierten Bereichen mit besonders geringer Anisotropieenergie, initiiert (siehe Abschnitt 4.2.3). Die Energie, die zur Ummagnetisierung bzw. Initiierung der Ummagnetisierung benötigt wird, ist bei der Filmprobe entsprechend kleiner.

Besonders bemerkenswert ist die Signalhöhe von  $\Delta R_{\text{H}} \approx 120\text{ m}\Omega$  bzw.  $\Delta U_{\text{H}} \approx 8\text{ }\mu\text{V}$ , die so groß ist, dass sie ohne den Einsatz eines Messverstärkers mit einem handelsüblichen Multimeter gemessen werden kann. Damit ist der technische Aufwand zum Messen des AHE-Signals sehr gering.

Im Folgenden wird der Einfluss der Stromdichte auf das Schaltfeld des in Abb. 12.1(a) gezeigten Teilchens untersucht. Dieses könnte durch eine joule'sche Erwärmung der Probe oder durch das vom Messstrom hervorgerufene Oersted-Feld beeinflusst werden.

In Abb. 12.2(a) sind die Hall-Widerstände  $R_{\text{H}}$  derselben Probe bei Messströmen von  $2\text{ }\mu\text{A}$ ,  $20\text{ }\mu\text{A}$  und  $70\text{ }\mu\text{A}$  gegen das Magnetfeld aufgetragen. Um statistische Schwankungen aufgrund thermischer Anregungen ausschließen zu können, wurde jeweils über 46 Felddurchläufe gemittelt. Es zeigt sich für die drei Kurven eine sehr gute Übereinstimmung der Signalhöhen und mittleren Schaltfelder. Das aus einzelnen Felddurchläufen bestimmte  $rms$ <sup>91</sup> Signal-Rausch-Verhältnis (SNR<sup>92</sup>) beträgt  $10 \pm 2$  bei einem Strom von  $2\text{ }\mu\text{A}$  und  $55 \pm 3$  bei  $70\text{ }\mu\text{A}$  (siehe Abb. 12.2(b)). Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Hall-Spannung  $U_{\text{H}}$  proportional zum Messstrom ansteigt, während das Rauschen, das hauptsächlich vom verwendeten Nanovoltmeter bestimmt wird, konstant bleibt.

Der ebenfalls in Abb. 12.2(b) dargestellte Längswiderstand  $R_{\text{L}}$  der Probe bleibt bei den untersuchten Messströmen zwischen  $2\text{ }\mu\text{A}$  und  $70\text{ }\mu\text{A}$  im Wesentlichen konstant. Dies zeigt, dass eine signifikante joule'sche Erwärmung des Hall-Kreuzes trotz der hohen Stromdichte im  $10^{11}\text{ A/m}^2$ -Bereich nicht zu beobachten ist. Dies wird dadurch bestätigt, dass das mittlere Schaltfeld der Probe keine Abhängigkeit von der Stromstärke zeigt. Eine Erwärmung der Probe würde hingegen zu einer Reduzierung des mittleren Schaltfelds aufgrund thermischer Anregungen führen. Des Weiteren zeigt sich auch kein Einfluss des Oersted-Feldes der Stromzuleitungen auf das Schaltfeld des Partikels. Dieses würde in erster Näherung eine Magnetfeldkomponente in der Filmebene am Ort des magnetischen Teilchens erzeugen, die die Energiebarriere zwischen den beiden magnetischen Zuständen und somit auch das mittlere Schaltfeld herabsetzt.

Im Unterschied zu der in Abb. 12.1(b) gezeigten Messung eines einzelnen Felddurchlaufs sind die gemittelten Hysteresen gesichert, was auf die Schaltfeldverteilung (SFV) des Teilchens zurückzuführen ist (siehe Abschnitt 7.2.2). Diese gibt die Wahrscheinlichkeit  $P_s$

---

<sup>91</sup>Engl.: root mean square

<sup>92</sup>Engl.: signal-to-noise ratio

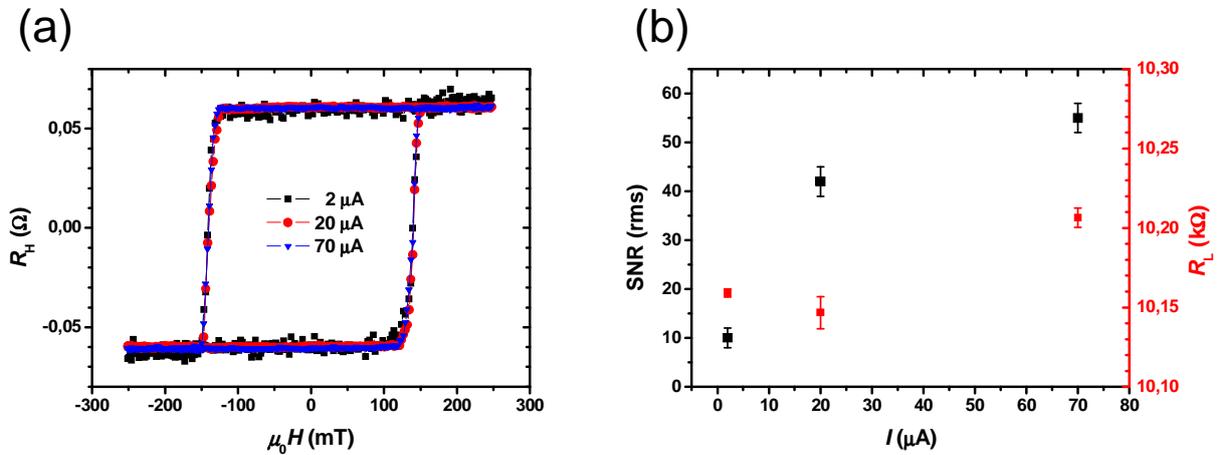


Abbildung 12.2: (a) Über 46 Felddurchläufe gemittelte Hysteresen der Probe 1 bei einem Messstrom von 2  $\mu\text{A}$  (schwarz), 20  $\mu\text{A}$  (rot) und 70  $\mu\text{A}$  (blau). (b) Aus einzelnen Felddurchläufen bestimmtes Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) (schwarz) und Längswiderstand  $R_L$  (rot) der Probe 1 in Abhängigkeit des Messstroms  $I$ .

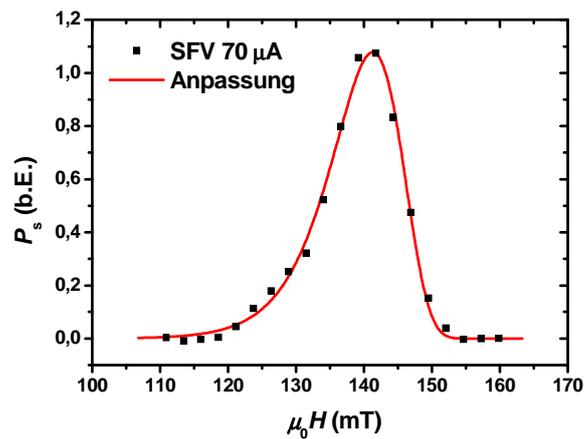


Abbildung 12.3: Schaltfeldverteilung der in Abb. 12.2(a) gezeigten Messung bei 70  $\mu\text{A}$  mit Anpassung nach Gl. 7.9 für  $f_0 = 10^9$  Hz und  $n = 2$ .

in Abhängigkeit der Feldstärke an, dass die Magnetisierung des untersuchten Teilchens schaltet. In Abb. 12.3 ist die SFV dargestellt, die durch numerische Differentiation der in Abb. 12.2(a) gezeigten Hysterese für  $I = 70 \mu\text{A}$  erhalten wurde, wobei über negative und positive Schaltfelder gemittelt wurde<sup>93</sup>. Mit der Anpassung der so erhaltenen SFV mit Gl. 7.9 lässt sich das Anisotropiefeld  $H_K$  und die Energiebarriere  $E_0$  für  $T = 0 \text{ K}$  bestimmen. Für Schaltversuchsfrequenzen von  $f_0 = 10^9 \text{ Hz}$  bzw.  $f_0 = 10^{10} \text{ Hz}$  und Werte des Exponenten  $n$  in der Gleichung 7.4 von  $n = 1,5$  bzw.  $n = 2$  liegen Anisotropiefeld und Energiebarriere im Bereich  $H_K = 250..320 \text{ kA/m}$  bzw.  $E_0 = 1,4..1,5 \text{ eV}$ . Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tab. 12.2 dargestellt. Die dort angegebenen Fehler geben lediglich die Genauigkeit der Anpassung an die Messwerte wieder. Der systematische Fehler, der durch die Annahme des Néel-Brown-Verhaltens und die Vorgabe fester Werte für  $n$  und  $f_0$  gemacht wird, kann deutlich größer sein. Eine Diskussion der über verschiedene Methoden bestimmten Anpassungsparameter mehrerer Proben findet sich in Abschnitt 12.7.

Probe 1	$H_K$ (kA/m)	$E_0$ (eV)
$n = 2; f_0 = 10^9 \text{ Hz}$	$300 \pm 10$	$1,44 \pm 0,04$
$n = 2; f_0 = 10^{10} \text{ Hz}$	$320 \pm 10$	$1,48 \pm 0,05$
$n = 1,5; f_0 = 10^9 \text{ Hz}$	$250 \pm 20$	$1,39 \pm 0,09$
$n = 1,5; f_0 = 10^{10} \text{ Hz}$	$260 \pm 20$	$1,41 \pm 0,09$

Tabelle 12.2: Aus der Anpassung der Schaltfeldverteilung der Probe 1 nach Gl. 7.9 bestimmte Werte für das Anisotropiefeld  $H_K$  und die Energiebarriere am absoluten Nullpunkt der Temperatur  $E_0$  für unterschiedliche Werte von  $f_0$  und  $n$ . Zusätzlich sind die Fehler aus der Anpassung angegeben.

## 12.2 Abschätzung der Wechselwirkung zweier Partikel

Bei mehreren Proben, die in diesem Teil der Arbeit untersucht werden, befindet sich mehr als ein magnetisches Partikel auf dem Hall-Kreuz. Das hat den Vorteil, dass mit der Messung eines Hall-Kreuzes zwei oder mehr Partikel und deren magnetostatische Wechselwirkung gleichzeitig untersucht werden können. Bei großen Ensembles miteinander wechselwirkender magnetischer Teilchen macht sich die magnetostatische Wechselwirkung durch eine Scherung der Hysterese bzw. eine Verbreiterung der SFV bemerkbar [47, 223, 48]. Für ein System von zwei eindomänigen Teilchen bedeutet das, dass das Schaltfeld eines Teilchens vom magnetischen Zustand des jeweils anderen Teilchens abhängt.

Um das magnetische Dipolfeld eines Teilchens am Ort eines zweiten Teilchens zu berechnen, muss in der Regel die exakte Form des ersten Teilchens berücksichtigt werden. Es wurde jedoch gezeigt, dass ab einem Abstand, der etwa dem zwei- bis dreifachen der lateralen Ausdehnung des Partikels entspricht, die Geometrie vernachlässigt werden kann

<sup>93</sup>Die Bestimmung der SFV über die Auswertung der Schaltfelder jedes einzelnen Felddurchlaufs führt zu einem vergleichbaren Ergebnis, ist jedoch aufwendiger.

und das Teilchen stattdessen als punktförmiger magnetischer Dipol angesehen werden kann [46]. Da die untersuchten Teilchen Durchmesser von ca. 30 nm und einen typischen Abstand von ca. 100 nm aufweisen (siehe z.B. Abb. 12.4(a) und Abb. 12.6(a)), ist diese Bedingung somit erfüllt. Im Folgenden wird das damit verknüpfte maximale Dipolfeld abgeschätzt. Dabei wird davon ausgegangen, dass sich die Magnetisierung eines Teilchens mit einem Makrospin beschreiben lässt, der senkrecht zur Probenebene ausgerichtet ist. Des Weiteren wird als magnetisches Volumen  $V$  das Produkt aus Grundfläche, wie sie aus REM-Aufnahmen bestimmt wurde, und nomineller Gesamtdicke von drei Kobaltschichten von jeweils 0,8 nm angenommen. Aus diesen vereinfachenden Annahmen, von denen jede einzelne die zu erwartende Feldstärke überschätzt, ergibt sich für einen Abstand von  $r = 100$  nm ein Dipolfeld von:

$$|B_{\text{Dipol}}| = \frac{\mu_0 M_s V}{4\pi r^3} = 0,2 \text{ mT} \quad (12.1)$$

Damit ist ein signifikanter Einfluss der magnetostatischen Wechselwirkung zwischen den Teilchen nicht zu erwarten.

Experimentell wurde der mögliche Einfluss des Dipolfelds auf das Schaltverhalten anhand von Probe 3 untersucht. Wie in der REM-Aufnahme (siehe Abb. 12.4(a)) zu sehen ist, befinden sich zwei Partikel (A und B) im sensitiven Bereich des Hall-Kreuzes. Sie haben einen Durchmesser von  $D_A = (30 \pm 3)$  nm bzw.  $D_B = (34 \pm 2)$  nm und einen Abstand von  $r = (105 \pm 5)$  nm. Es fällt auf, dass Teilchen A eine leicht elliptische Grundfläche besitzt, während Teilchen B kreisförmig erscheint. In Abb. 12.4(b) ist die dazugehörige Hysterese  $R_H(H)$  bei Raumtemperatur dargestellt. Sie setzt sich aus einem kleineren Sprung bei ca.  $\pm 80$  mT von ca.  $\pm 10$  m $\Omega$  und einem mit  $\pm 50$  m $\Omega$  größeren Sprung bei etwa  $\pm 130$  mT zusammen.

Aufgrund der in den Abschnitten 9.2 und 9.3 beschriebenen Abhängigkeit der AHE-Signalstärke vom Durchmesser des Teilchens und dessen Position auf dem Hall-Kreuz lassen sich die Signale den Teilchen zuordnen. Da Partikel A einen kleineren Durchmesser besitzt und sich an einer weniger sensitiven Stelle am Rand des Hall-Kreuzes befindet, kann davon ausgegangen werden, dass das kleinere Signal von Partikel A herrührt.

Der Einfluss des Dipolfelds des Teilchens B auf das mittlere Schaltfeld des Teilchens A wurde untersucht, indem viele Felddurchläufe bei Raumtemperatur mit einer Magnetfeldamplitude gemessen wurden, die zwischen den Schaltfeldern von Teilchen A und B liegt. Dabei schaltet Teilchen A in jedem Felddurchlauf, während Teilchen B im vorher eingestellten Zustand bleibt.

In Abb. 12.5(a) sind die über 164 Felddurchläufe ( $B_{\downarrow}$ , schwarz) bzw. 47 Felddurchläufe ( $B_{\uparrow}$ , rot) gemittelten Hysteresen des Teilchens A dargestellt, die bei unterschiedlicher Orientierung der Magnetisierung des Teilchens B aufgenommen wurden. Die Hysteresen sind in guter Näherung deckungsgleich. Das mittlere Schaltfeld beträgt  $(66,1 \pm 0,4)$  mT in der  $B_{\downarrow}$ -Messung und  $(65,7 \pm 0,2)$  mT in der  $B_{\uparrow}$ -Messung. Damit liegt die Abweichung der Schaltfelder im Bereich der Messgenauigkeit, so dass die magnetostatische Wechselwirkung mit Teilchen B kleiner ist als die Messauflösung.

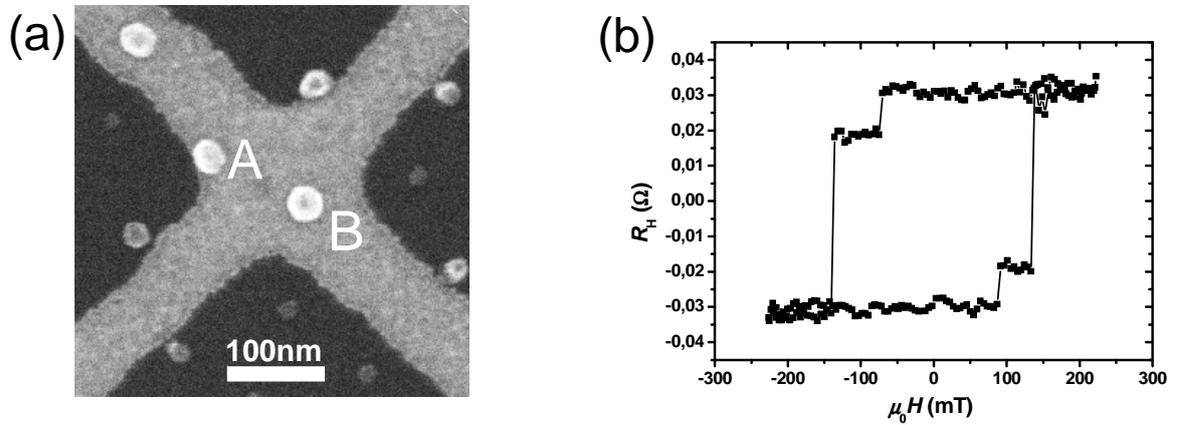


Abbildung 12.4: (a) REM-Aufnahme der Probe 3. (b) Hall-Widerstand  $R_H$  des in (a) gezeigten Hall-Kreuzes in Abhängigkeit des senkrecht zur Probenebene angelegten Feldes  $\mu_0 H$  bei Raumtemperatur.

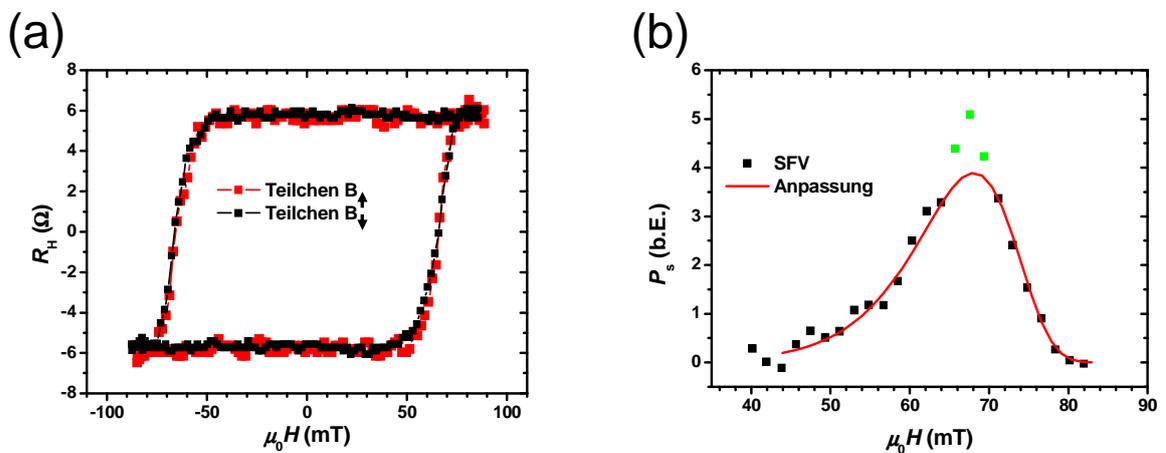


Abbildung 12.5: (a) Bei Raumtemperatur gemessene und über mehrere Felddurchläufe gemittelte Hysteresen des Teilchens A der Probe 3 für die beiden Ausrichtungen der Magnetisierung des Teilchens B (schwarz:  $B_{\downarrow}$ , 164 Felddurchläufe; rot:  $B_{\uparrow}$ , 47 Felddurchläufe). (b) Über beide Magnetfeldrichtungen gemittelte SFV (schwarz), die aus der gemittelten Hysteresen aus (a) mit  $B_{\downarrow}$  bestimmt und nach Gl. 7.9 mit  $f_0 = 10^9$  Hz und  $n = 1,5$  angepasst wurde (rot). Die grün markierten Punkte wurden bei der Anpassung nicht berücksichtigt. Die Anpassungsparameter sind in Tab. 12.3 zu finden.

Probe 3, $B_{\downarrow}$	$E_0^A$ (eV)	$H_K^A$ (kA/m)
$n = 1,5; f_0 = 10^9$ Hz	$0,87 \pm 0,03$	$220 \pm 10$
$n = 1,5; f_0 = 10^{10}$ Hz	$0,94 \pm 0,03$	$230 \pm 10$
$n = 2; f_0 = 10^9$ Hz	$0,91 \pm 0,01$	$258 \pm 7$
$n = 2; f_0 = 10^{10}$ Hz	$0,96 \pm 0,01$	$279 \pm 8$

Tabelle 12.3: Aus der Schaltfeldverteilung des Teilchens A der Probe 3 (siehe Abb. 12.5(a)) mit Gl. 7.9 bestimmte Werte für das Anisotropiefeld  $H_K^A$  und die Anisotropieenergie  $E_0^A$  für verschiedene Werte von  $n$  und  $f_0$ .

In Abb. 12.5(b) ist die SFV dargestellt, die aus der  $B_{\downarrow}$ -Hysterese aus Abb. 12.5(a) bestimmt und über beide Magnetfeldrichtungen gemittelt wurde. Die Flanken der SFV lassen sich gut mit Gl. 7.9 reproduzieren, wobei allerdings das Maximum der Verteilung deutlich oberhalb der Anpassung liegt. Die Ursache hierfür ist wahrscheinlich die für die Messung der gemittelten Hysterese gewählte Magnetfeldschrittweite von ca. 1,5 mT. Diese ist zu groß, um den steilen Kurvenverlauf im Bereich des mittleren Schaltfelds aufzulösen. Die entsprechenden Messpunkte wurden bei der Anpassung nicht berücksichtigt.

Die Ergebnisse der Anpassungen sind für verschiedene Werte von  $f_0$  und  $n$  in Tab. 12.3 aufgelistet. Die Werte liegen im Bereich  $E_0^A = 0,9..1$  eV und  $H_K^A = 220..280$  kA/m. Eine Gegenüberstellung und Diskussion dieser Werte für alle untersuchten Proben befindet sich in Abschnitt 12.7.

### 12.3 Zuordnung der Signale in einem Ensemble mehrerer Teilchen

Sobald sich mehrere magnetische Partikel im sensitiven Bereich eines Hall-Kreuzes befinden, stellt sich die Frage, wie die beobachteten Ummagnetisierungsprozesse den einzelnen Partikeln zugewiesen werden können. Dies ist notwendig, um den Einfluss der jeweiligen Partikelgeometrie und der Position auf dem Hall-Kreuz auf das Schaltverhalten und die AHE-Signalhöhe untersuchen zu können.

Bei der im vorherigen Abschnitt 12.2 vorgestellten Probe 3 war diese Zuweisung möglich, da sich das Teilchen mit dem kleineren Durchmesser auch an einer weniger sensitiven Stelle des Hall-Kreuzes befand. Deshalb wurden von den beiden Partikeln deutlich unterschiedliche Signalhöhen erzeugt (vgl. Abschnitt 9). Diese Bedingungen sind natürlich nicht immer erfüllt. Im Folgenden wird eine Probe vorgestellt, bei der die Identifizierung der Sprünge in der Hysterese mit den bisherigen Überlegungen nicht möglich ist. In Abb. 12.6 ist eine REM-Aufnahme und die Hysterese  $R_H(H)$  der Probe 4 bei Raumtemperatur dargestellt. Hier ist Teilchen A mit  $D_A = (34 \pm 2)$  nm etwas größer als Teilchen B mit  $D_B = (30 \pm 2)$  nm, dafür ist es aber auch etwas weiter von der Mitte des Hall-Kreuzes entfernt. Die Konsequenz ist, dass die Signale beider Partikel ungefähr gleich groß sind. Um herausfinden zu können, welches Teilchen welches Signal erzeugt, wurde im Rahmen

dieser Arbeit eine Messmethode entwickelt, die die eindeutige Zuordnung der AHE-Signale zu den Partikeln ermöglicht [91]. Im Folgenden wird zunächst das Prinzip dieser Methode erläutert, bevor die entsprechenden Messungen an Probe 4 präsentiert werden.

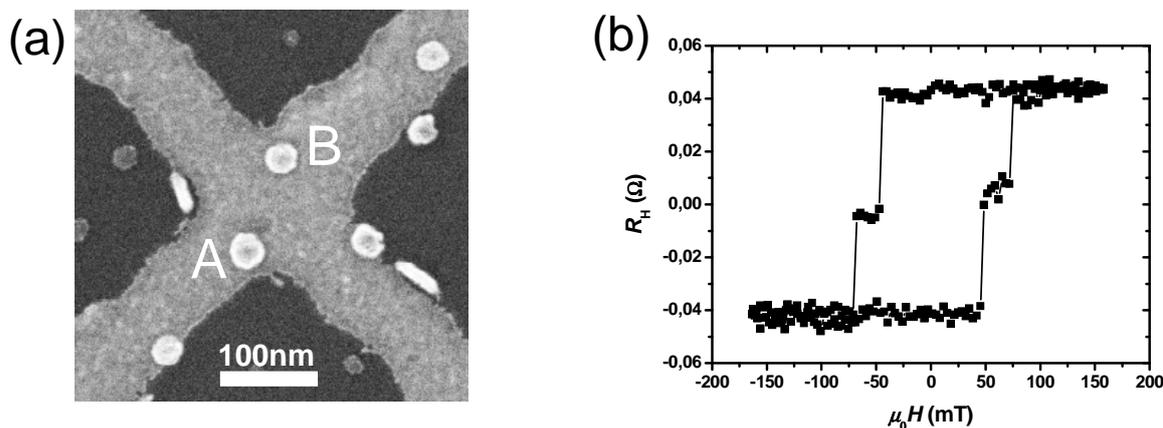


Abbildung 12.6: (a) REM-Aufnahme der Probe 4. (b) Hall-Widerstand  $R_H$  des in (a) gezeigten Hall-Kreuzes in Abhängigkeit des senkrecht zur Probenebene angelegten Feldes  $\mu_0 H$  bei Raumtemperatur.

Die Grundidee der Methode besteht darin, durch eine Vertauschung der stromeinprägenden und spannungsabgreifenden Kontakte die Sensitivitätsfunktion des Hall-Kreuzes zu verändern. Über das Vorzeichen und die Stärke der AHE-Signale beim Umagnetisierungsprozess können so zusätzliche Informationen zur Lokalisierung der Signalquellen gewonnen werden.

In Abb. 12.7(a) ist die typische Messgeometrie für eine AHE-Messung skizziert. Der Strom (grüner Pfeil) fließt von rechts unten nach links oben durch das Hall-Kreuz. Auf dem Kreuz befinden sich zwei Teilchen („A“ und „B“), deren Magnetisierung in die Zeichenebene hinein zeigt (angedeutet durch ein  $\otimes$ -Symbol). Durch den AHE entstehen in den Teilchen elektrische Spannungen senkrecht zur Stromrichtung, die in Abb. 12.7(a) als elektrische Dipolmomente (rote Pfeile) dargestellt sind. Die Momente sind in dieser Messgeometrie in erster Näherung parallel ausgerichtet. Die senkrecht zum Strom abgegriffene Hall-Spannung ist in der dargestellten Anschlussweise des Voltmeters negativ.

Wird hingegen die Längsspannung nicht an gegenüberliegenden, sondern an benachbarten Zuleitungen des Hall-Kreuzes angelegt und die Hall-Spannung entsprechend abgegriffen, ergibt sich ein anderes Bild. In der in Abb. 12.7(b) skizzierten Messgeometrie ist das Voltmeter sensitiv auf Potentialdifferenzen entlang der vertikalen Richtung. Da die Stromrichtung nun mit dem Ort auf dem Hall-Kreuz variiert, sind die durch den AHE entstehenden elektrischen Dipole nicht mehr parallel ausgerichtet. Das hat zur Folge, dass Partikel mit einer in die Zeichenebene hinein deutenden Magnetisierungsrichtung in der

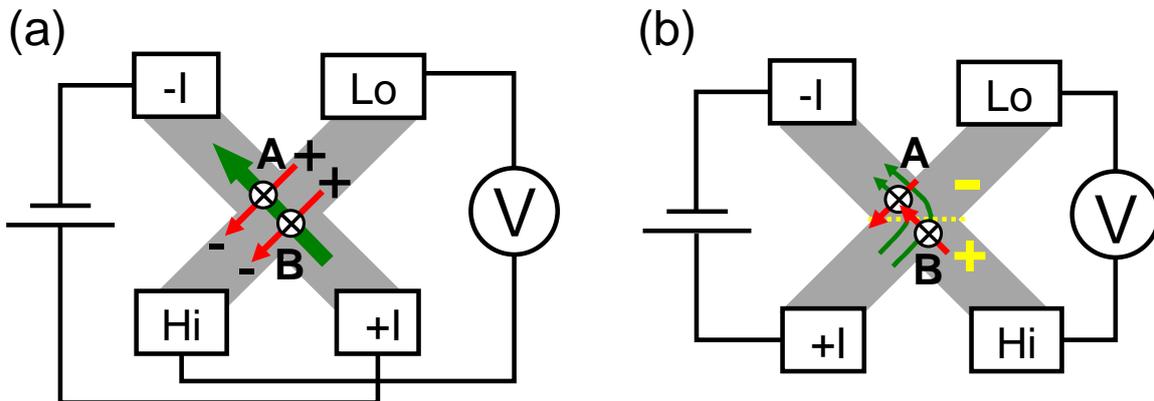


Abbildung 12.7: (a) Schaltskizze der herkömmlichen AHE-Geometrie. Die Anschlüsse des Voltmeters sind mit „Hi“ bzw. „Lo“ (für hohes bzw. niedriges Potential) gekennzeichnet. Der Strom (grüner Pfeil) fließt gerade durch das Hall-Kreuz. Der AHE erzeugt in den beiden Teilchen A und B ( $\otimes$ -Symbole) ein elektrisches Dipolmoment (rote Pfeile), das vom Voltmeter detektiert wird. (b) Alternative AHE-Messgeometrie. Die beiden Bereiche, in denen Partikel eine Hall-Spannung unterschiedlichen Vorzeichens erzeugen, sind durch gelbe Vorzeichen gekennzeichnet und durch eine gelbe gepunktete Linie getrennt.

oberen Hälfte des Hall-Kreuzes eine negative Hall-Spannung und in der unteren Hälfte eine positive Hall-Spannung erzeugen. Da sich die Schaltfelder der Partikel gegenüber der konventionellen Messgeometrie (siehe Abb. 12.7(a)) natürlich nicht verändern, lassen sich mit dieser Methode die Beiträge der einzelnen Teilchen zur Hysterese identifizieren.

Befinden sich die Partikel auf der in Abb. 12.7(b) dargestellten gelben gepunkteten Linie, kann ihre Hall-Spannung mit der angegebenen Verschaltung nicht detektiert werden. In diesem Fall können die Anschlüsse von Voltmeter und Stromquelle zyklisch getauscht werden, so dass auf der linken und der rechten Seite des Hall-Kreuzes Spannungen unterschiedlicher Vorzeichen detektiert werden.

Mit Hilfe der vorgestellten Methode lassen sich auch mehr als zwei Teilchen ihren Signalen in einer AHE-Messung zuordnen. Dies gilt insbesondere, wenn zusätzlich die Sensitivitätsfunktion (siehe Abb. 9.1) in der herkömmlichen Messgeometrie berücksichtigt wird. Obwohl die vorangegangene Erläuterung der Vorgänge bei einer Hall-Messung mit der in Abb. 12.7(b) dargestellten Messgeometrie stark vereinfacht ist, wird dadurch das tatsächliche Verhalten qualitativ wiedergegeben.

Eine quantitative Übereinstimmung der Messergebnisse mit FEM<sup>94</sup>-Simulationen wurde in Ref. [91] gefunden. Dort wurden Hall-Kreuze mit Co/Pt-Nanopartikeln untersucht, die ebenfalls mittels SiO<sub>2</sub>-Mizellenkernen als Schattenmaske strukturiert wurden und eine

<sup>94</sup>Finite Elemente Methoden

senkrechte leichte Richtung der Magnetisierbarkeit aufweisen. Im Unterschied zu der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Präparationsmethode wurde für die Herstellung der Hall-Kreuze mittels Elektronenstrahlithografie ein Negativlack verwendet und das  $\text{Ar}^+$ -Sputtern wurde bei einer Energie von 500 eV durchgeführt. Mittels FEM-Simulationen wurde analog zu den Refs. [243, 246, 245] die Sensitivitätsfunktion eines realen Hall-Kreuzes für die in Abb. 12.7(b) dargestellte Messgeometrie bestimmt.

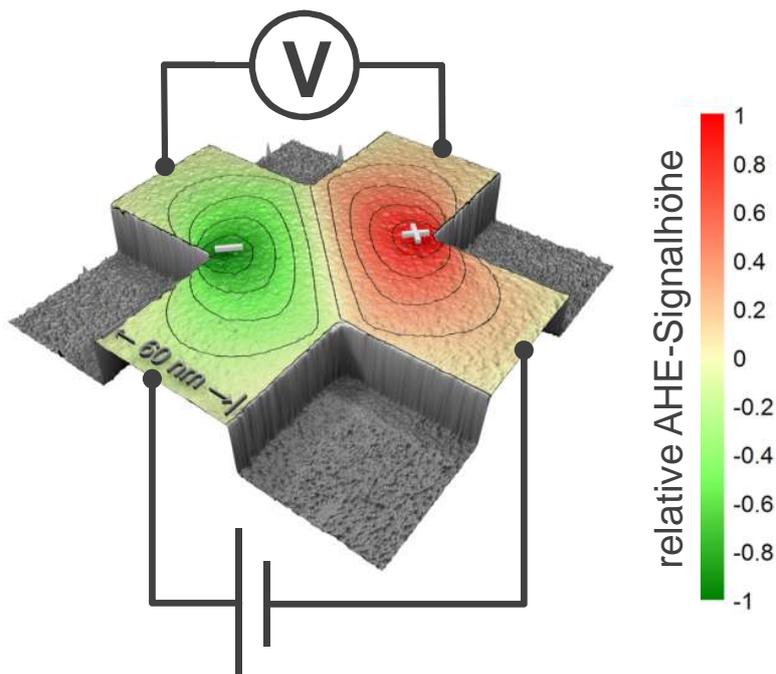


Abbildung 12.8: Simulation der relativen AHE-Signalhöhe als Funktion des Ortes für eine Messgeometrie, in der der Strom in zwei benachbarten Zuleitungen eingepreßt und die Hall-Spannung an den gegenüberliegenden Zuleitungen abgegriffen wird. Die Signalhöhe ist farbkodiert wiedergegeben (siehe Farbskala). Aus Ref. [91].

Wie in Abb. 12.8 dargestellt, bilden sich zwei Regionen mit unterschiedlichem Vorzeichen der in diesen Regionen zu detektierenden Hall-Spannungen heraus. Die maximale Empfindlichkeit befindet sich jeweils an den Ecken des Kreuzungsbereiches zwischen den stromführenden und den spannungsabgreifenden Zuleitungen. Die Mitte des Hall-Kreuzes wird von einer Linie durchschnitten, an der der Vorzeichenwechsel stattfindet und entsprechend kein Signal erzeugt wird. Mit Hilfe der Simulation der Sensitivität eines Hall-Kreuzes in unterschiedlichen Messgeometrien konnten in Ref. [91] nicht nur die Signale von drei sich auf dem Hall-Kreuz befindlichen Teilchen zugeordnet werden, sondern auch deren Signalhöhen relativ zum Signal in der konventionellen Hall-Geometrie vorhergesagt werden.

Im Folgenden werden Messungen mit der hier vorgestellten neuen Messmethode an Pro-

be 4 vorgestellt, anhand derer die AHE-Signale den jeweiligen Teilchen zugeordnet werden können. In der linken Spalte von Abb. 12.9 ist eine REM-Aufnahmen der Probe 4, die bereits in Abb. 12.6 gezeigt wurde, zusammen mit der jeweiligen Anschlussweise von Voltmeter und Stromquelle gezeigt. Es sind drei verschiedene Messgeometrien mit der dazugehörigen Hysterese (rechte Spalte) bei Raumtemperatur dargestellt: Oben die konventionelle Messgeometrie (Abb. 12.9(a)), in der Mitte bzw. unten die neu eingeführte Messgeometrie mit zwei möglichen Anschlussweisen (Abb. 12.9(b) bzw. (c)). Alle Hysterese weisen Sprünge bei jeweils vergleichbaren Schaltfeldern von ungefähr  $\pm 50$  mT und  $\pm 60$  mT auf, wobei durch die thermische Anregung Variationen auftreten. Das Hall-Signal der konventionellen Hall-Geometrie (a) zeigt im Bereich eines positiven äußeren Magnetfelds zwei positive Sprünge, von denen der Erste mit ca.  $46$  m $\Omega$  etwas größer ist als der Zweite mit ca.  $34$  m $\Omega$ . Die in der zur Messgeometrie (b) gehörenden Hysterese gezeigten Sprünge sind mit  $-7$  m $\Omega$  und  $+12$  m $\Omega$  deutlich kleiner als bei Messgeometrie (a). Sie weisen eine entgegengesetzte Sprungrichtung auf. Dies wird erwartet, da die Teilchen sich auf unterschiedlichen Seiten der im linken Teil von Abb. 12.9(b) dargestellten gelben gestrichelten Linie befinden, die den Vorzeichenwechsel der detektierten Hall-Spannung markiert. Bei Messgeometrie (c) gleicht die Hysterese derjenigen von (b), wobei beide Sprünge mit  $-28$  m $\Omega$  und  $+25$  m $\Omega$  etwas größer sind. Auch hier erzeugt das Partikel mit dem kleineren Schaltfeld den negativen Sprung. Aus den Messungen (b) und (c) ergibt sich eindeutig, dass es sich hierbei um das obere Teilchen B in der REM-Aufnahme handelt. Entsprechend dieser Zuordnung sind die Sprünge in den in Abb. 12.9 gezeigten Hysterese mit den Bezeichnungen der Teilchen markiert. Eine quantitative Übereinstimmung der relativen Signalhöhen mit einer FEM-Simulation konnte nicht erzielt werden, wofür wahrscheinlich der komplexe Aufbau des Hall-Kreuzes bzw. der Partikel verantwortlich ist, der in der Simulation nicht berücksichtigt wurde (siehe Abschnitte 10.5.6 und 10.2.2).

## 12.4 Feldrichtungsabhängigkeit der Hysterese

Mit der im vorherigen Abschnitt 12.3 vorgestellten Methode lassen sich die Signale einzelner magnetischer Teilchen identifizieren, auch wenn sich mehrere Teilchen auf einem Hall-Kreuz befinden. Damit kann nun das Ummagnetisierungsverhalten einzelner Teilchen in einem Ensemble untersucht werden. Hierbei stellt sich die Frage, ob die in Abschnitt 10.5.6 beobachteten Abweichungen von der idealen Geometrie der Teilchen aufgrund des Präparationsprozesses deren Schaltverhalten beeinflussen. Ist dies nicht der Fall, ist bei niedrigen Temperaturen ein Verhalten nach dem Stoner-Wohlfarth(SW)-Modell (siehe Abschnitt 7.1) zu erwarten.

Um die Anwendbarkeit des SW-Modells (siehe Abschnitt 7.1) auf das Schaltverhalten der hergestellten Partikel zu untersuchen, wurde der Winkel  $\theta_0$  zwischen der Probennormalen  $\mathbf{n}$  und dem äußeren Magnetfeld  $\mathbf{H}$  variiert (Skizze siehe Abb. 12.10(c)) und das gemittelte Schaltfeld  $H_s(\theta_0)$  aus jeweils zehn Einzelmessungen bestimmt.

Die Messungen wurden bei  $2,4$  K durchgeführt, um thermische Anregungen auszuschließen, die im SW-Modell nicht berücksichtigt werden. In Abb. 12.10(a) sind die mittleren

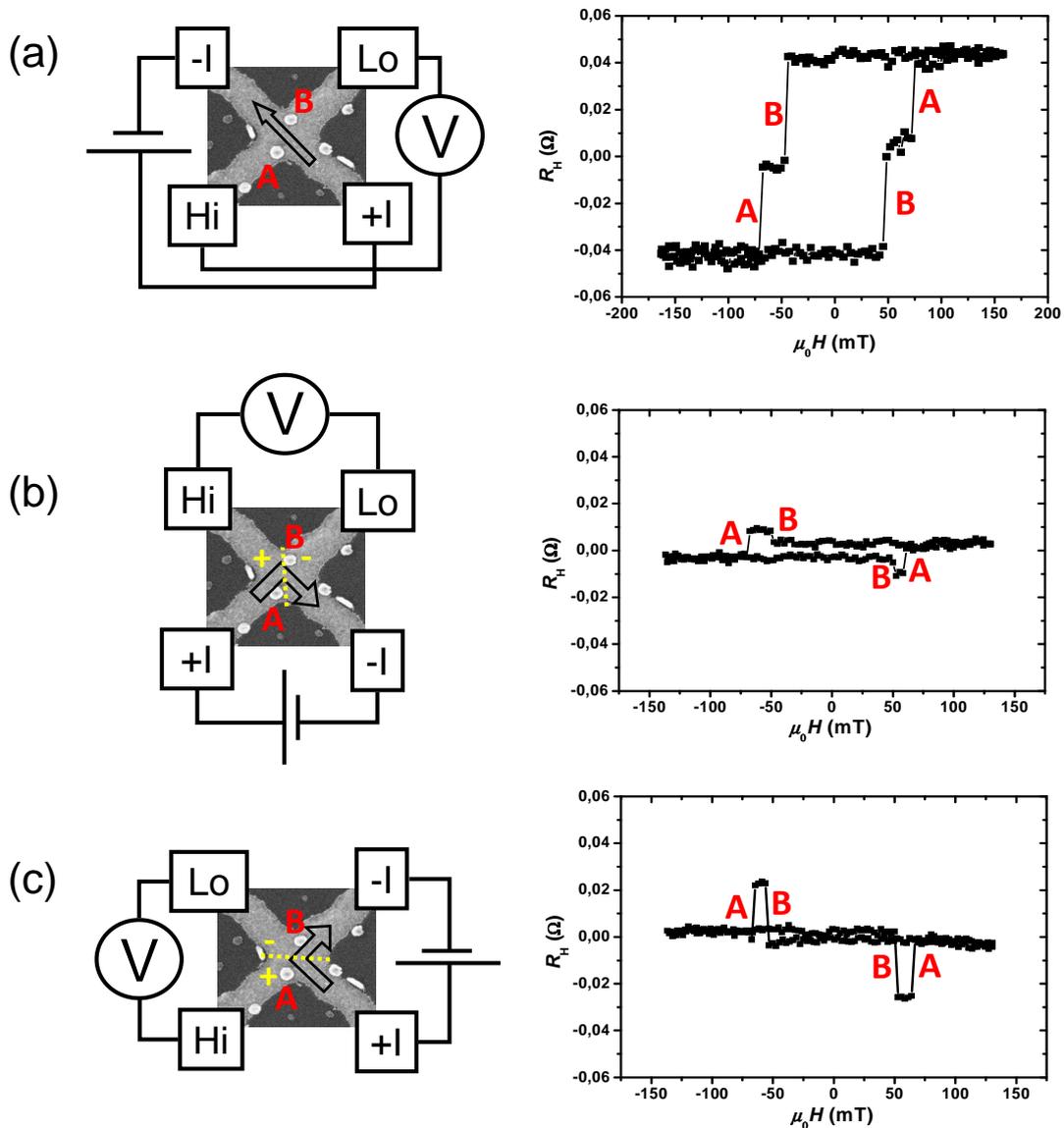


Abbildung 12.9: Links: REM-Aufnahme mit den Messgeometrien (a), (b) und (c) der Probe 4, auf der sich die Partikel „A“ und „B“ befinden. Die Ausgänge der Stromquelle sind mit  $+I$  und  $-I$ , die Eingänge des Voltmeters mit „Hi“ und „Lo“ gekennzeichnet. Die Stromrichtung ist durch einen Pfeil angegeben. Das gelbe  $+(-)$  markiert den Bereich, in dem positive (negative) Hall-Spannungen bei aus der Zeichenebene hinaus (dem Betrachter entgegen) deutender Magnetisierungsrichtung detektiert werden. Die Bereiche werden durch eine gelbe gestrichelte Linien getrennt. Rechts: Zur jeweiligen Messgeometrie gehörender Querwiderstand in Abhängigkeit des äußeren Magnetfelds bei Raumtemperatur. Um eine bessere Vergleichbarkeit zu gewährleisten, sind die Graphen gleich skaliert. Die Sprünge in den Hysteresen sind mit den Bezeichnungen der jeweils zugeordneten Partikel markiert (rot).

Schaltfelder von Teilchen A der Probe 3 in Abhängigkeit von  $\theta_0$  dargestellt. Die Winkelabhängigkeit des Schaltfelds weist zwei Maxima bei  $\theta_0 = -7,5^\circ$  bzw.  $\theta_0 = 82,5^\circ$  mit einer Höhe von  $\mu_0 H_s(-7,5^\circ) = (266 \pm 3)$  mT bzw.  $\mu_0 H_s(82,5^\circ) = (313 \pm 7)$  mT auf. Bei Teilchen B hingegen befinden sich die Maxima bei  $\theta_0 = 0^\circ$  und  $\theta_0 = 90^\circ$ , wobei die Höhen  $\mu_0 H_s(0^\circ) = (232 \pm 4)$  mT und  $\mu_0 H_s(90^\circ) = (432 \pm 3)$  mT betragen (siehe Abb. 12.10(b)).

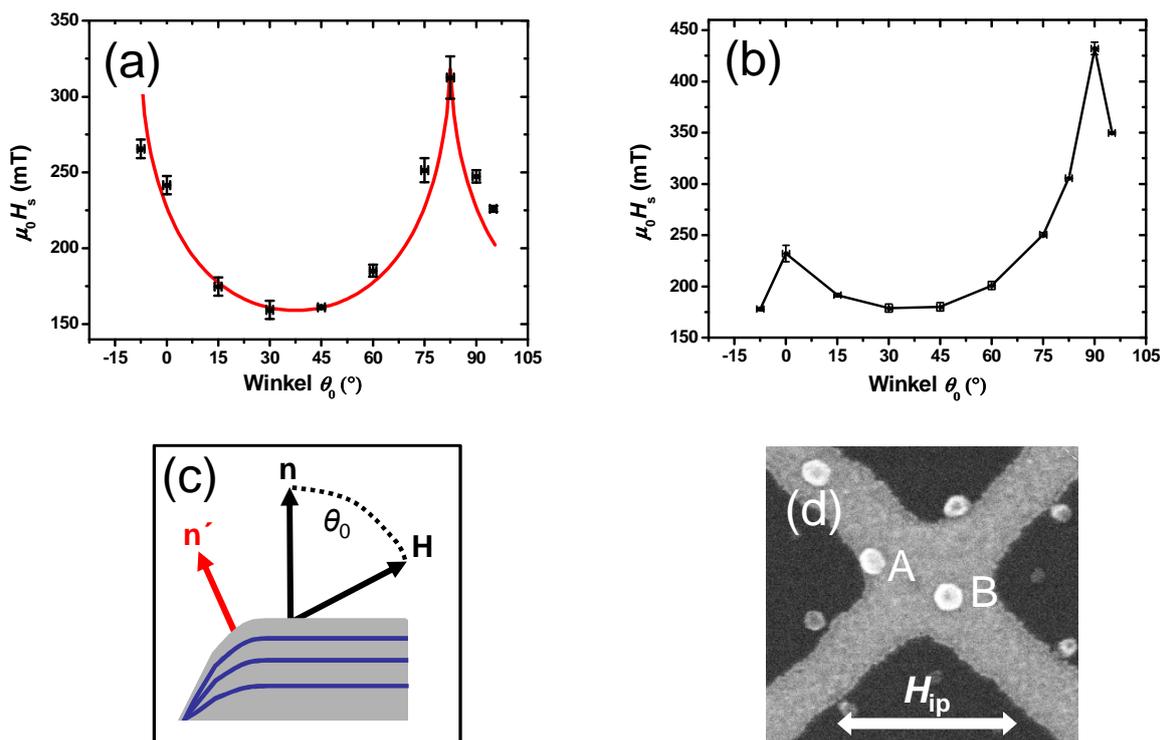


Abbildung 12.10: Abhängigkeit des Schaltfelds von Teilchen A (a) und Teilchen B (b) der Probe 3 vom Winkel  $\theta_0$  bei 2,4 K. Als Fehler ist die doppelte Standardabweichung der Werte aus zehn Einzelmessungen angegeben. Die rote Linie in (a) stellt eine Anpassung nach Gl. 7.3 für  $H_K = (250 \pm 50) \frac{\text{kA}}{\text{m}}$  dar. Die schwarze Linie in (b) dient lediglich der Veranschaulichung des Kurvenverlaufs. In (c) ist eine Skizze zur Messgeometrie und zum Abschattungseffekt gezeigt. Dieser sorgt für abnehmende Schichtdicken im Randbereich der Hall-Kreuze und führt somit zu einer relativ zur Probenormalen  $\mathbf{n}$  verkippten Normale  $\mathbf{n}'$  im Randbereich. In (d) ist eine REM-Aufnahme des untersuchten Hall-Kreuzes zu sehen, die der Abb. 12.4(a) entspricht. Zusätzlich ist die Richtung der in der Probenebene liegenden Magnetfeldkomponente  $H_{ip}$  angegeben.

Im SW-Modell wird die Winkelabhängigkeit des Schaltfelds durch Gl. 7.3 beschrieben, deren Maxima sich bei  $0^\circ$  und  $90^\circ$  befinden und der Höhe des Anisotropiefelds  $H_K$  entsprechen (siehe Abb. 7.2). Im Vergleich mit dem SW-Verhalten sind bei Teilchen A beide Maxima um  $-7,5^\circ$  verschoben. Bis auf diese Verschiebung ist der Kurvenverlauf

für Teilchen A mit dem SW-Modell vergleichbar, dessen Winkelabhängigkeit des Schaltfelds entsprechend Gl. 7.3 mit einem Anisotropiefeld von  $H_K = 250 \frac{\text{kA}}{\text{m}}$  als rote Linie in Abb. 12.10(a) dargestellt ist<sup>95</sup>. Die Messpunkte werden relativ gut wiedergegeben. Bei Teilchen B unterscheiden sich die Höhen der Maxima hingegen deutlich voneinander, so dass der Kurvenverlauf nicht mit Gl. 7.3 angepasst werden kann. Im Folgenden werden mögliche Ursachen für die Abweichungen vom SW-Modell diskutiert.

Die Verschiebung der Maxima bei Teilchen A zeigt, dass die leichte Richtung der Magnetisierbarkeit in der Ebene, in der  $\mathbf{H}$  rotiert wird, um  $-7,5^\circ$  gegenüber der Probenormalen verkippt ist. Die Ursache für diese Verkipfung könnten statistisch verkippte Kristallite im Partikel sein. Diese weisen eine mittlere laterale Abmessung von 13 nm und einen mittleren Verkipfungswinkel  $< 10^\circ$  auf (siehe Abschnitt 4.2.1 und Ref. [92]). Da sich die Partikel mit Durchmessern im Bereich von 30 nm aus mehreren Kristalliten zusammensetzen, deren Verkipfung statistisch verteilt ist, erscheint es unwahrscheinlich, dass die leichte Achse der Magnetisierbarkeit in Teilchen A um einen so großen Wert verkippt sein soll.

Eine weitere Erklärungsmöglichkeit für die Verkipfung ist der in Abschnitt 10.2.2 beschriebene Abschattungseffekt. Da die Dicken der einzelnen Metallschichten zum Rand hin abnehmen, kippt die Filmnormale und damit auch die magnetisch leichte Richtung aus der Probenormalen (siehe Abb. 12.10(c)). Hiervon ist ein Randbereich von ca. 20 nm Breite betroffen, was einem Flankenwinkel von etwa  $20^\circ$  entspricht. Wie in der REM-Aufnahme (siehe Abb. 12.4(a) und Abb. 12.10(d)) des untersuchten Hall-Kreuzes zu sehen ist, befindet sich das Teilchen A am Rand der Struktur und könnte somit von der Abschattung besonders stark betroffen sein. Tatsächlich erfolgt die Verkipfung aufgrund der Abschattung in etwa in der Ebene, in der auch das Magnetfeld rotiert wird (siehe Abb. 12.10(d)). Damit ließe sich also die Verschiebung der Maxima in der Schaltfeldabhängigkeit  $H_s(\theta_0)$  (siehe Abb. 12.10(a)) erklären. Für Teilchen B, das sich eher mittig auf dem Hall-Kreuz befindet, kommt eine Beeinflussung der magnetischen Eigenschaften durch den Abschattungseffekt nicht in Betracht.

Grundsätzlich ist eine Verkipfung der leichten Achse der Magnetisierbarkeit in alle Raumrichtungen denkbar. Die Folge einer beliebigen Verkipfung auf die Schaltfeldabhängigkeit  $H_s(\theta_0)$  ist in Abb. 12.11 dargestellt. In Abb. 12.11(a) ist eine dreidimensionale Darstellung der Winkelabhängigkeit des Schaltfelds eines SW-Partikels gezeigt („Stoner-Wohlfarth-Asteroid“), dessen leichte Richtung der Magnetisierbarkeit um den Winkel  $\psi_0$  in der  $x$ - $z$ -Ebene, in der auch das äußere Magnetfeld rotiert wird, und um den Winkel  $\phi_0$  in der  $y$ - $z$ -Ebene verkippt ist. In Abb. 12.11(b) ist der Einfluss einer Verkipfung um den Winkel  $\phi_0$  auf die Abhängigkeit des Schaltfelds  $H_s(\theta_0 - \psi_0)$  vom Winkel  $\theta_0$  in einem Polardiagramm gezeigt.

Während das Schaltfeld bei  $\theta_0 - \psi_0 = 0^\circ$  entsprechend Gl. 7.3 stark mit wachsendem  $\phi_0$  abnimmt, bleibt das Schaltfeld bei  $\theta_0 - \psi_0 = 90^\circ$  im SW-Modell unverändert. Eine mögliche Verkipfung um den Winkel  $\phi_0$  in der Ebene senkrecht zu derjenigen, in der das Magnetfeld

---

<sup>95</sup>In der Anpassung wurde die Verschiebung der Maxima um  $\Delta\theta_0 = -7,5^\circ$  berücksichtigt.

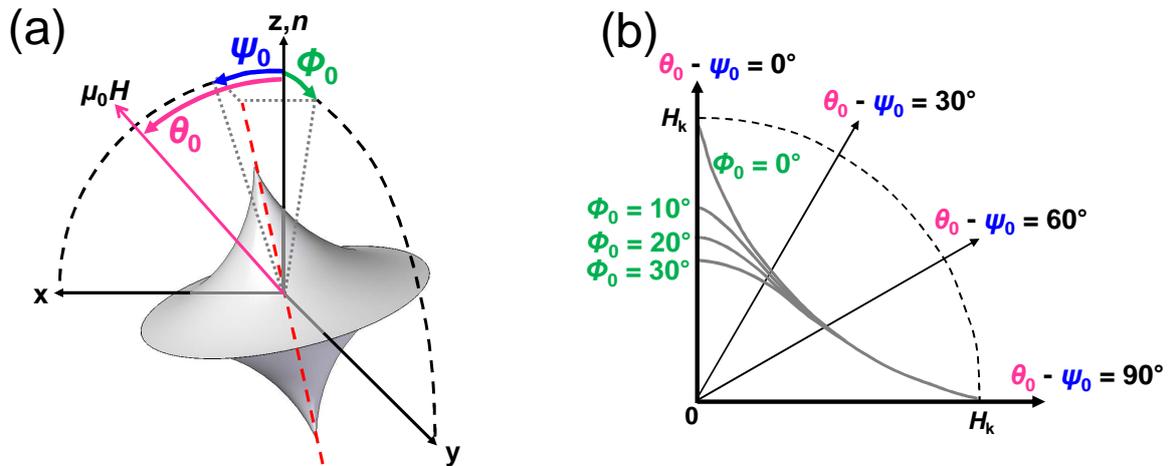


Abbildung 12.11: (a) Dreidimensionale Darstellung des Schaltfelds eines Stoner-Wohlfarth-Partikels („Stoner-Wohlfarth-Asteroid“, grau). Die leichte Richtung der Magnetisierbarkeit (rote gestrichelte Linie) ist um den Winkel  $\psi_0$  in der  $x$ - $z$ -Ebene und um den Winkel  $\phi_0$  in der  $y$ - $z$ -Ebene verkippt. Die  $z$ -Richtung entspricht der Probenormalen  $\mathbf{n}$ . Das äußere Magnetfeld  $\mu_0 H$  wird in der  $x$ - $z$ -Ebene rotiert und schließt den Winkel  $\theta_0$  mit der Probenormalen ein. (b) Schnittansichten eines Stoner-Wohlfarth-Asteroids in der  $x$ - $z$ -Ebene für verschiedene Werte von  $\phi_0$ . Zur Orientierung ist das Anisotropiefeld  $H_K$  als gestrichelte Linie eingezeichnet.

rotiert wird, wirkt sich also auf die relative Höhe der Maxima der  $H_s(\theta_0)$ -Abhängigkeit aus. Für Teilchen A der Probe 3 lassen sich die leicht unterschiedlichen Höhen der Maxima (siehe Abb. 12.10(a)) mit einer Verkipfung der leichten Achse um  $\phi_0 = \pm 2^\circ$  erklären. Bei Teilchen B müsste hingegen eine Verkipfung von  $\phi_0 \approx \pm 27^\circ$  angenommen werden, um die unterschiedliche Höhe der beiden Maxima zu erklären (siehe Abb. 12.10(b)). In Anbetracht der deutlich niedrigeren mittleren Verkipfung der Kristallite und der mittigen Position des Partikels auf dem Hall-Kreuz, die eine Beeinflussung durch den Abschattungseffekt unwahrscheinlich macht, erscheint dieser Wert zu hoch, um die Winkelabhängigkeit des Schaltfelds  $H_s(\theta_0)$  von Teilchen B erklären zu können. Im Folgenden wird gezeigt, dass unter Berücksichtigung der Anisotropiekonstante 2. Ordnung  $K_2$  der Kurvenverlauf der Winkelabhängigkeit des Schaltfelds reproduziert werden kann.

Im SW-Modell wird vereinfachend angenommen, dass die uniaxiale Anisotropie durch die Anisotropiekonstante 1. Ordnung  $K_1$  hinreichend beschrieben wird und die Anisotropie 2. Ordnung vernachlässigt werden kann. Es wurde aber bereits gezeigt, dass die untersuchten Co/Pt-Schichtsysteme, aus denen die Partikel strukturiert werden, ein nicht verschwindendes  $K_2$  von  $(70 \pm 30)$  kJ/m<sup>3</sup> besitzen (siehe Abschnitte 4.2.4 und 10.3). Der Einfluss von  $K_2$  auf die Winkelabhängigkeit des Schaltfelds von eindomänen Partikeln mit kohärenter Rotation der Magnetisierung wurde in zwei Veröffentlichungen unabhängig

voneinander untersucht [283, 284]. Es zeigt sich, dass die beobachtete Winkelabhängigkeit der Schaltfelder mit den unterschiedlich hohen Maxima (siehe Abb. 12.10) sehr gut mit dem von Chang et al. vorgestellten Modell angepasst werden kann [283]. Diese Anpassungen sind zusammen mit den Messdaten aus Abb. 12.10 in Abb. 12.12 dargestellt.

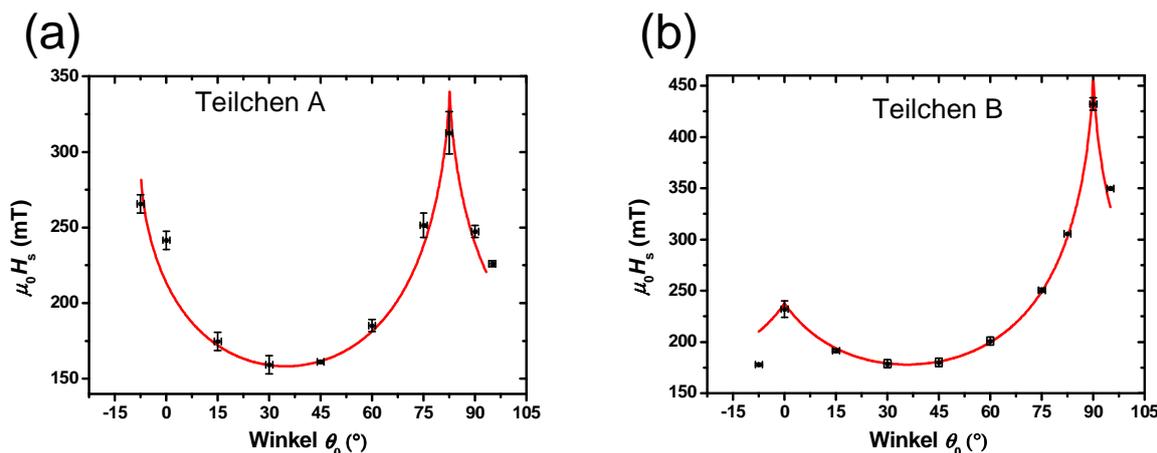


Abbildung 12.12: Winkelabhängigkeit der Schaltfelder von Teilchen A (a) und Teilchen B (b) der Probe 3 bei 2,4 K (Messdaten aus Abb. 12.10) zusammen mit Anpassungen nach Ref. [283] (rote Linien) mit den in Tabelle 12.4 angegebenen Parametern.

Die Anpassungsparameter sind in Tab. 12.4 zusammengefasst. Die Anisotropiefelder  $H_K$  entsprechen dabei im Wesentlichen den gemessenen Schaltfeldern bei  $\theta_0 = 0^\circ$ . Die effektive Anisotropiekonstante 1. Ordnung entspricht ungefähr derjenigen der unstrukturierten Filme bei Raumtemperatur. Hierbei muss berücksichtigt werden, dass durch die Messung bei 2,4 K die einzelnen Anisotropiebeiträge beeinflusst werden könnten (siehe Abschnitt 12.5). Die Anisotropiekonstanten 2. Ordnung sind für beide Teilchen deutlich unterschiedlich und liegen außerhalb der Fehlergrenzen des Werts für die Filmproben. Dies deutet darauf hin, dass die unterschiedlich hohen Maxima in der Winkelabhängigkeit der Schaltfelder nur teilweise auf den Einfluss der Anisotropiekonstanten 2. Ordnung zurückgeführt werden können. Ohne die Kenntnis der tatsächlichen Anisotropie der Teilchen lässt sich nicht entscheiden, welchen Anteil  $K_2$  an der beobachteten Abweichung vom SW-Verhalten hat<sup>96</sup>. Generell können neben der Nichtbeachtung der Anisotropie 2. Ordnung auch thermische Anregungen, eine inhomogene Magnetisierung oder eine lokal variierende Anisotropie zu Abweichungen vom idealen SW-Verhalten führen. Im Folgenden werden hierfür einige Beispiele aus der Literatur genannt. Zunächst wird hierbei der Einfluss abweichender magnetischer Eigenschaften der Randbereiche der Teilchen diskutiert. Diese könnten

<sup>96</sup>Eine Methode, die Anisotropiekonstanten 1. und 2. Ordnung von einzelnen Nanoteilchen mittels AHE zu bestimmen, wird im Ausblick der vorliegenden Arbeit genannt (siehe Kapitel 13).

aufgrund des während des Sputterprozesses redepositionierten Materials auftreten (siehe Abschnitt 10.5.6).

Uesaka et al. haben das Schaltfeld von Teilchen mit hexagonaler Grundfläche und senkrechter leichter Richtung der Magnetisierbarkeit simuliert [285]. Dabei wurde gefunden, dass Regionen mit reduzierter Anisotropie an den Ecken bzw. dem Rand der Teilchen das Schaltfeld signifikant herabsetzen. Die Ummagnetisierung erfolgt dann inkohärent und beginnt in der Region mit verringerter Anisotropie. Bei senkrecht zur Probenebene angelegtem Magnetfeld ist dieser Effekt stärker ausgeprägt als bei einem in der Probenebene angelegtem Feld [285]. Dadurch ähnelt die simulierte Winkelabhängigkeit des Schaltfelds eines Teilchens mit reduzierter Anisotropie am Rand bzw. in einer Ecke dem in Abb. 12.10(b) dargestellten Verlauf.

Von Lee et al. wurde das Schaltverhalten von etwa 30 nm großen Partikeln aus einer FePtCu-Legierung untersucht [45]. Sie weisen einen großen Kantenwinkel auf, so dass etwa die Hälfte des Durchmessers der Teilchen zum Randbereich gezählt werden kann. Die Winkelabhängigkeit des Schaltfelds wurde experimentell bestimmt und zeigt wie bei Teilchen B der Probe 3 zwei Maxima mit deutlich unterschiedlicher Höhe. Der Kurvenverlauf konnte mittels Simulationen unter der Annahme reproduziert werden, dass die abgeschragten Randbereiche aufgrund des Präparationsprozesses beschädigt sind. In der Simulation wurde die Beschädigung berücksichtigt, indem eine verschwindende magnetische Anisotropie im Randbereich angesetzt wurde [45].

Dies zeigt, dass eine Veränderung der magnetischen Eigenschaften der Randbereiche der Teilchen zu Abweichungen vom SW-Modell führen können. Diese könnten aufgrund einer Durchmischung der Co/Pt-Grenzflächen oder aufgrund von Kristallfehlern durch den  $\text{Ar}^+$ -Sputterprozess hervorgerufen werden [43, 77]. Dieser Effekt kann wegen der geringen Eindringtiefen der  $\text{Ar}^+$ -Ionen bei einer kinetischen Energie von 150 eV aber nicht sonderlich ausgeprägt sein (siehe Abschnitt 10.5). Die beobachtete Redeposition gesputterten Materials an den Rand der Teilchen könnte sich hingegen deutlich auf die magnetischen Eigenschaften auswirken, da es sich dabei um eine CoPt-Legierung handelt. Bei diesen Legierungen zeigt sich eine ausgeprägte Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von der Co-Konzentration. Generell sinkt die Sättigungsmagnetisierung  $M_s(T = 0)$  mit sinkendem Co-Anteil in der Legierung. Das effektive magnetische Moment  $\mu_{\text{eff}}^{\text{CoPt}}$  pro Co-Atom ist dabei jedoch um bis zu 100% höher als es die jeweilige Co-Konzentration erwarten ließe [286, 287]. Die Ursache hierfür ist eine Polarisation des Pt durch das

Probe 3	Teilchen A	Teilchen B
$H_K$ (kA/m)	225	180
$K_{1,\text{eff}}$ (kJ/m <sup>3</sup> )	253	251
$K_2$ (kJ/m <sup>3</sup> )	29	165

Tabelle 12.4: Anpassungsparameter der in Abb. 12.12 gezeigten Anpassungen der Winkelabhängigkeit der Schaltfelder nach dem Modell in Ref. [283].

Co ( $\mu_{\text{Pt}}^{\text{CoPt}} \approx 0,2..0,4 \mu_{\text{B}}/\text{Atom}$  [286, 184, 288, 287]). Des Weiteren nimmt die Curie-Temperatur  $T_{\text{C}}$  der CoPt-Legierung etwa linear mit der Co-Konzentration ab [286, 287]. Geht man in erster Näherung davon aus, dass es sich bei dem durch die Redeposition an den Rand der Partikel angelagerten Material um eine ungeordnete CoPt-Legierung handelt, bei der die jeweilige Konzentration derjenigen der abgetragenen Co/Pt-Multilage von etwa 30% Co entspricht, ergeben sich Werte von  $T_{\text{C}} \approx 550 \text{ K}$ ,  $\mu_{\text{Co}}^{\text{CoPt}} \approx 2,3 \mu_{\text{B}}$  und  $\mu_{\text{Pt}}^{\text{CoPt}} \approx 0,2 \mu_{\text{B}}$  [287]. Damit läge das effektive magnetische Moment der Legierung immerhin bei etwa 50% derjenigen von reinem Co ( $\mu_{\text{Co}} = 1,7 \mu_{\text{B}}$  [97, 93]). Die magnetische Anisotropie, die in Co/Pt-Multilagen hauptsächlich durch die Co/Pt-Grenzflächen hervorgerufen wird (siehe Abschnitt 4.2.4), ist in einer ungeordneten CoPt-Legierung verschwindend gering. Diese von den magnetischen Eigenschaften in der Mitte der Teilchen verschiedenen Eigenschaften der Ränder könnten für ein vom SW-Modell abweichendes Schaltverhalten der Teilchen verantwortlich sein [285, 45]. Der Ummagnetisierungsprozess erfolgt möglicherweise inkohärent und beginnt in den beschädigten Randbereichen<sup>97</sup> [41, 285, 43, 220, 289].

Es stellt sich allerdings die Frage, wie diese Veränderungen der magnetischen Eigenschaften in den Randbereichen zu dem deutlich unterschiedlichen Schaltverhalten der Teilchen A und B der Probe 3 führen können (siehe Abb. 12.12). Einerseits könnten bereits die Eigenschaften der Co/Pt-Multilage vor der Strukturierung inhomogen gewesen sein. Dafür könnten lokale Variationen der Kobalt- und Platinschichtdicken (insbesondere aufgrund des Abschattungseffekts) oder eine mit den Kristalliten verknüpfte Variation der leichten Richtung der Magnetisierbarkeit verantwortlich sein [41, 42]. Andererseits ist es auch vorstellbar, dass der Redepositionsprozess zu den unterschiedlichen magnetischen Eigenschaften der Teilchen A und B führt. Da sich Teilchen A direkt am Rand des Hall-Kreuzes befindet (siehe Abb. 12.4(a) und Abb. 12.10(b)), wird an der dem Kreuzungsbereich abgewandten Seite weniger magnetisches Material am Rand des Teilchens angelagert. Folglich sind die magnetischen Eigenschaften des Randbereichs des Teilchens A inhomogener als bei Teilchen B.

Nach dem Einfluss der intrinsischen magnetischen Eigenschaften wird nun der Einfluss von Form und Größe der magnetischen Teilchen auf deren Schaltverhalten diskutiert. Der REM-Aufnahme der Probe 3 (siehe Abb. 12.4(a) und Abb. 12.10(b)) ist zu entnehmen, dass Teilchen A einen kleineren Durchmesser als Teilchen B besitzt und leicht elliptisch ist.

Von Lee et al. wurde neben dem Einfluss beschädigter Randbereiche auch das Schaltverhalten der FePtCu-Teilchen in Abhängigkeit des Durchmessers bestimmt [45]. Es zeigte sich, dass eine Variation des Durchmessers der Teilchen um 10% einen kleineren Einfluss auf das Schaltfeld hat als eine Variation der Vorzugsrichtung bzw. der Größe der Anisotropie, wie sie typischerweise aufgrund des Präparationsprozesses auftreten kann (5° bzw. 10%). Dies deutet darauf hin, dass das unterschiedliche Verhalten der Teilchen A

---

<sup>97</sup>Da dies ein dynamischer Prozess ist, steht das nicht im Widerspruch zu der Tatsache, dass die untersuchten Partikel einen eindomänen magnetischen Grundzustand besitzen.

und B der Probe 3 wahrscheinlich nicht auf deren leicht unterschiedliche Durchmesser zurückgeführt werden kann.

Zu einem ähnlichen Ergebnis kommen Thomson et al. bei der Untersuchung von Co/Pd-Partikeln mit senkrechter leichter Richtung der Magnetisierbarkeit, die durch die Abscheidung einer Co/Pd-Multilage auf ein vorstrukturiertes Substrat hergestellt wurden [41]. Für unterschiedliche Durchmesser der Partikel zwischen 50 nm und 5  $\mu\text{m}$  ist die Winkelabhängigkeit des Schaltfelds vergleichbar und ähnelt für alle Partikelgrößen dem SW-Verhalten, obwohl nur die 50 nm Teilchen eindomänig sind. Erklärt wird dies damit, dass in den größeren Partikeln die Ummagnetisierung in einem kleinen Volumen initiiert wird, das sich wie ein SW-Teilchen verhält. Nach dieser Initiierung schaltet das komplette Teilchen über Domänenwandverschiebungen.

Von Kalezhi et al. wurden die Schaltfelder von magnetischen Kegelstümpfen mit elliptischer Grundfläche unter der Voraussetzung kohärenter Rotation berechnet [44]. Dazu wurden mittels eines analytischen Modells die über das Partikelvolumen gemittelten Entmagnetisierungsfaktoren bestimmt. Die Ergebnisse dieses Modells stimmen gut mit mikromagnetischen Simulationen überein und zeigen eine leichte Abhängigkeit der Schaltfelder vom Flankenwinkel und der Elliptizität der Grundfläche der Teilchen. Diese Abhängigkeiten sind jedoch so gering, dass sie für die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Partikel zu vernachlässigen sind. Auch der Durchmesser der Teilchen hat praktisch keinen Einfluss auf deren Schaltverhalten [44].

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die beobachteten Abweichungen der Schaltverhalten der Teilchen untereinander und auch vom SW-Modell durch mehrere Effekte hervorgerufen werden können, wobei wahrscheinlich mehrere oder gar alle diese Effekte zusammenwirken. Hierzu zählt eine Verkippung der leichten Achse der Magnetisierbarkeit, abweichende magnetische Eigenschaften in den Randbereichen der Partikel aufgrund des Redepositionseffekts, eine zum Rand der Hall-Kreuze hin abfallende Schichtdicke aufgrund des Abschattungseffekts bei der Herstellung des Co/Pt-Schichtsystems und eine nicht zu vernachlässigende Anisotropiekonstante 2. Ordnung. Unterschiede in Form und Größe der Teilchen spielen wahrscheinlich eine untergeordnete Rolle. Im Folgenden wird gezeigt, dass thermische Anregungen der bei 2,4 K untersuchten Proben ausgeschlossen werden können und somit nicht zu der Abweichung beitragen.

## 12.5 Temperaturabhängigkeit des Schaltfelds

Thermische Anregungen führen dazu, dass die Energiebarriere zwischen den beiden stabilen Magnetisierungszuständen leichter überwunden werden kann. Dies führt im Néel-Brown-Modell (siehe Abschnitt 7.2) zu einer Reduzierung des mittleren Schaltfelds mit steigender Temperatur, die beispielsweise durch Gl. 7.7 beschrieben werden kann, die hier erneut dargestellt ist:

$$H_s^{\text{Wernsd}}(R,T) = H_K \left\{ 1 - \left[ \frac{1}{\alpha(T)} \ln \left( \frac{f_0 H_K}{n\alpha(T)(1-h)^{n-1} R} \right) \right]^{1/n} \right\} \quad (12.2)$$

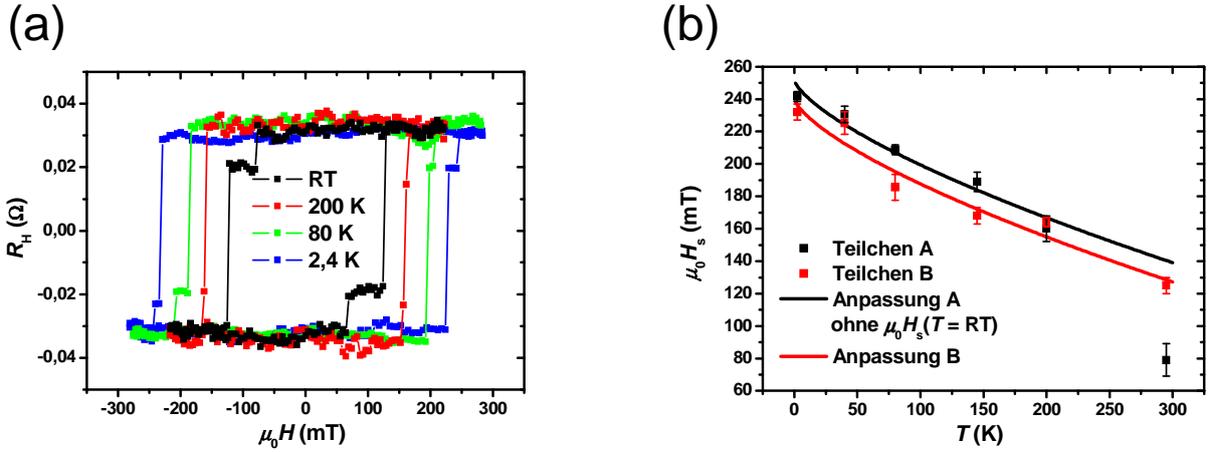


Abbildung 12.13: (a) Hysteresen der Probe 3 bei  $\theta_0 = 0^\circ$  und verschiedenen Temperaturen. (b) Über jeweils zehn Einzelmessungen gemittelte Schaltfelder der beiden Teilchen A (schwarz) und B (rot) in Abhängigkeit der Temperatur. Als Messfehler ist die Standardabweichung aus den zehn Einzelmessungen angegeben. Die Anpassungen nach Gl. 12.2 für  $n = 1,5$  und  $f_0 = 10^{10}$  Hz sind als Linien dargestellt. Das Schaltfeld des Teilchens A bei Raumtemperatur wurde in der Anpassung nicht berücksichtigt.

Hierbei ist  $H_K = \frac{2K}{\mu_0 M_s}$  das Anisotropiefeld,  $\alpha(T) = \frac{E_0}{kT}$  das Verhältnis aus Anisotropie- und thermischer Energie und  $h = \frac{H}{H_K}$  das reduzierte Magnetfeld. Die Schaltversuchsfrequenz  $f_0$  liegt im Bereich  $10^9$  Hz bis  $10^{10}$  Hz, der Exponent  $n$  im Bereich  $n = 1,5..2$  (siehe Kapitel 7).

In Abb. 12.13(a) sind mittels AHE aufgenommene Hysteresen der Probe 3 bei verschiedenen Temperaturen gezeigt. Die Signalhöhe ist bei allen Temperaturen mit ca.  $32 \text{ m}\Omega$  konstant. Das bedeutet, dass die anomale Hall-Konstante  $R_s$  bei der verwendeten Co-Dicke von  $0,8 \text{ nm}$  keine nennenswerte Temperaturabhängigkeit zeigt. Diese Beobachtung bestätigt den in Ref. [92] gezeigten Trend, dass die Temperaturabhängigkeit von  $R_s$  mit sinkender Co-Dicke abnimmt. Aufgrund des abnehmenden Einflusses der thermischen Aktivierung des Schaltprozesses steigen die Schaltfelder beider Partikel mit sinkender Temperatur an. Dabei zeigt das Schaltfeld des Teilchens A mit dem kleineren Signal eine etwas stärkere Temperaturabhängigkeit. Während es bei Raumtemperatur deutlich früher schaltet als Teilchen B, schaltet es bei  $200 \text{ K}$  ungefähr gleichzeitig und bei tieferen Temperaturen sogar etwas später. Die Temperaturabhängigkeit der beiden über jeweils zehn Einzelmessungen gemittelten Schaltfelder ist in Abb. 12.13(b) dargestellt. Sie zeigt für beide Teilchen eine annähernd lineare Abnahme mit steigender Temperatur, die nach Gl. 12.2 für verschiedene Werte des Exponenten  $n$  und der Schaltversuchsfrequenz  $f_0$  angepasst wurde. Die in der Abbildung dargestellten Anpassungen für  $n = 1,5$  und  $f_0 = 10^{10}$  Hz geben das Schaltfeld des Teilchens B sehr gut wieder, während sich die Schaltfelder für

Teilchen A nur dann anpassen lassen, wenn man den Wert bei Raumtemperatur ausnimmt. Dieser liegt deutlich unterhalb des zu erwartenden Verlaufs, was darauf hindeutet, dass bei Temperaturen oberhalb von 200 K ein anderer Ummagnetisierungsmodus vorherrscht. Dabei könnte es sich um ein von angeregten Spinwellen aktiviertes Schalten handeln [290]. Die Ergebnisse der Anpassungen der Temperaturabhängigkeit des Schaltfelds sind in Tab. 12.5 zusammengefasst. Es ergeben sich Werte im Bereich  $E_0 \approx 2..3$  eV und  $H_K \approx 200$  kA/m. Eine Änderung von  $n = 1,5$  auf  $n = 2$  hat einen deutlichen Einfluss auf die Anisotropieenergie  $E_0$ , die um etwa 50% variiert. Dahingegen zeigt sich kein signifikanter Einfluss auf die Anisotropiefelder  $H_K$ . Sowohl  $E_0$  als auch  $H_K$  hängen nur geringfügig vom Wert der Schaltversuchsfrequenz  $f_0$  ab. Bei den Anpassungen wurde der Einfachheit

Probe 3	$E_0^A$ (eV)	$H_K^A$ (kA/m)	$E_0^B$ (eV)	$H_K^B$ (kA/m)
$n = 1,5; f_0 = 10^9$ Hz	$1,8 \pm 0,2$	$200 \pm 10$	$1,7 \pm 0,2$	$190 \pm 10$
$n = 1,5; f_0 = 10^{10}$ Hz	$2,0 \pm 0,3$	$200 \pm 10$	$1,8 \pm 0,2$	$190 \pm 10$
$n = 2; f_0 = 10^9$ Hz	$2,9 \pm 0,7$	$210 \pm 10$	$2,4 \pm 0,5$	$200 \pm 10$
$n = 2; f_0 = 10^{10}$ Hz	$3,3 \pm 0,8$	$210 \pm 10$	$2,6 \pm 0,5$	$200 \pm 10$

Tabelle 12.5: Aus der Anpassung der in Abb. 12.13(b) dargestellten Temperaturabhängigkeit der Schaltfelder nach Gl. 12.2 bestimmte Parameter  $E_0$  und  $H_K$  der Teilchen A und B der Probe 3.

halber die ohnehin geringe Abhängigkeit des Schaltfelds nach Gl. 12.2 vom reduzierten Magnetfeld  $h$  vernachlässigt und stattdessen ein konstantes  $H = 140$  kA/m aus dem mittleren Bereich der gemessenen Schaltfelder gewählt. Außerdem wurde die Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  und der Anisotropie nicht berücksichtigt.

In reinem Kobalt ist  $M_s^{\text{Co}}(T)$  in dem untersuchten Temperaturbereich unterhalb 300 K aufgrund der hohen Curie-Temperatur  $T_C^{\text{Co}} \approx 1400$  K praktisch konstant. Bei einer CoPt-Legierung, wie sie wahrscheinlich im Randbereich der hergestellten Partikel vorhanden ist, nimmt  $T_C^{\text{CoPt}}$  mit der Kobalt-Konzentration ab und die Temperaturabhängigkeit von  $M_s^{\text{CoPt}}(T)$  entsprechend zu. Auch die Anisotropie von Co/Pt-Schichtsystemen weist eine leichte Temperaturabhängigkeit auf, die von der kristallinen Struktur und dem Schichtaufbau der Proben beeinflusst wird. Für die im ersten Teil dieser Arbeit untersuchten Pt/Co/Pt-Sandwichstrukturen hat A. Kobs einen linearen Zusammenhang der effektiven Anisotropiekonstante 1. Ordnung  $K_{1,\text{eff}}$  mit der Temperatur gefunden [92]. Die Steigung ist hierbei von der Co-Schichtdicke  $d_{\text{Co}}$  abhängig. Für  $d_{\text{Co}} = 2$  nm nimmt  $K_{1,\text{eff}}$  mit zunehmender Temperatur zu, für größere Schichtdicken ( $d_{\text{Co}} \geq 6$  nm) nimmt  $K_{1,\text{eff}}$  jedoch ab. Die Anisotropiekonstante 2. Ordnung zeigt keine Temperaturabhängigkeit [92]. Über die Temperaturabhängigkeit der Anisotropie von Co/Pt-Multilagen wird ebenfalls in den Refs. [291, 292, 293, 294] berichtet. Hierbei zeigt sich je nach Schichtaufbau und Kristallinität der Proben ein uneinheitliches Bild. Für polykristalline Multilagen mit ähnlichen Schichtdicken, wie sie in diesem Teil der vorliegenden Arbeit untersucht werden, wurde eine leichte Zunahme der effektiven Anisotropiekonstante 1. Ordnung mit steigender

Temperatur beobachtet, die im untersuchten Temperaturbereich kleiner als  $100 \text{ kJ/m}^3$  ist [291, 292].

Die Winkelabhängigkeit der Schaltfelder der Probe 3 ist in Abb. 12.14 für verschiedene Temperaturen dargestellt. Für beide Teilchen ist der Kurvenverlauf bei 2,4 K und 40 K jeweils gleich. Dies zeigt, dass sich thermische Energien  $< 3 \text{ meV}$  nicht auf das Schaltverhalten auswirken und thermische Anregungen nicht für die Abweichung vom Stoner-Wohlfarth-Modell bei 2,4 K verantwortlich sind. Mit steigender Temperatur sinken die Schaltfelder für alle Winkel  $\theta_0$  aufgrund thermischer Anregung ab. Dabei bleibt die Winkelabhängigkeit qualitativ erhalten. Der wahrscheinlich gegenüber tieferen Temperaturen veränderte Ummagnetisierungsprozess für Teilchen A bei Raumtemperatur (siehe Abb. 12.13(b)) macht sich nicht in der Winkelabhängigkeit des Schaltfelds bemerkbar.

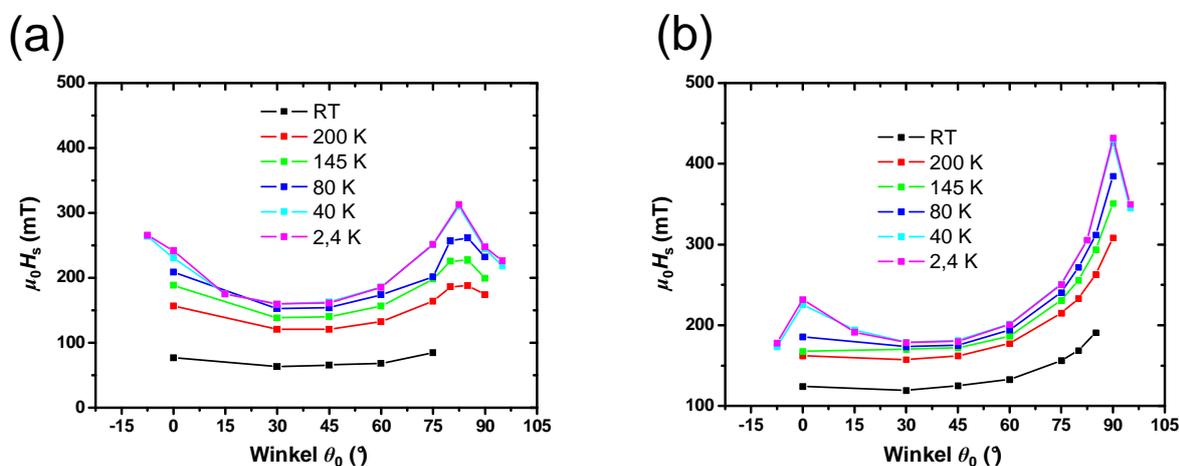


Abbildung 12.14: Winkelabhängigkeit der über zehn Einzelmessungen gemittelten Schaltfelder von Teilchen A (a) und Teilchen B (b) der Probe 3 bei verschiedenen Temperaturen.

## 12.6 Zeitabhängigkeit des Schaltfelds

Neben der Temperaturabhängigkeit wird auch die Abhängigkeit des Schaltfelds von der Änderungsrate des Magnetfelds  $R$  durch Gl. 12.2 beschrieben. Diese Abhängigkeit wurde an einer Probe mit dem Schichtaufbau  $\text{Pt}_{5 \text{ nm}}/\text{Co}_{0,8 \text{ nm}}/\text{Pt}_{2 \text{ nm}}$  (Probe 2) im Warmbohrmagnet (siehe Abschnitt 5.1) gemessen, in dem das Magnetfeld kontinuierlich durchgeführt wird und die Rate  $R$  sich direkt einstellen lässt. Bevor die Ergebnisse dieser Messungen gezeigt werden, wird zunächst die untersuchte Probe 2 vorgestellt. In der REM-Aufnahme (siehe Abb. 12.15(a)) sind zwei Partikel im sensitiven Kreuzungsbereich zu sehen, die mit A und B bezeichnet sind. Sie haben Durchmesser von  $D_A = (30 \pm 2) \text{ nm}$  und  $D_B = (31 \pm 2) \text{ nm}$ . Außerdem ist in der REM-Aufnahme noch ein drittes Partikel am unteren Rand des Kreuzungsbereichs zu sehen, das aber kein magnetisches Signal erzeugt.

Bei genauerer Betrachtung erkennt man einen dunklen Ring um das Teilchen, wobei es sich wahrscheinlich um einen Aufladungseffekt handelt. Das deutet darauf hin, dass das Teilchen keinen elektrischen Kontakt zum Hall-Kreuz hat und somit auch keinen AHE erzeugen kann. Die Abhängigkeit des Hall-Widerstands der Probe 2 von der Stärke des angelegten Magnetfelds ist in Abb. 12.15(b) dargestellt. Es sind zwei deutliche Sprünge in der Hysterese zu beobachten, die mittels der in Abschnitt 12.3 vorgestellten Methode den Partikeln zugeordnet wurden. Die Auswertung ergibt, dass der mit  $32\text{ m}\Omega$  größere Sprung bei ca.  $50\text{ mT}$  Teilchen A zugeordnet werden kann, während Teilchen B den mit  $21\text{ m}\Omega$  kleineren Sprung bei ca.  $80\text{ mT}$  erzeugt.

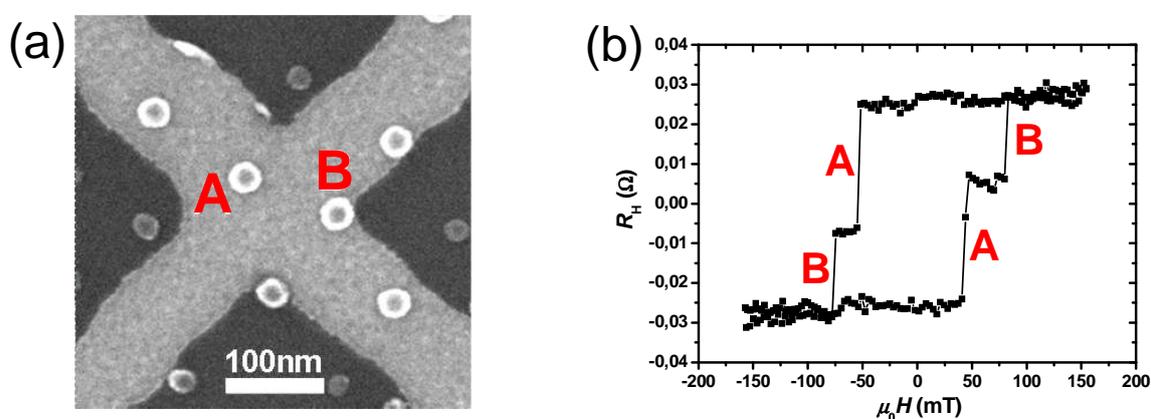


Abbildung 12.15: (a) REM-Aufnahme der Probe 2. (b) Hall-Widerstand  $R_H$  des in (a) gezeigten Hall-Kreuzes in Abhängigkeit des senkrecht zur Probenebene angelegten Feldes  $\mu_0 H$  bei Raumtemperatur.

Die Abhängigkeit des Schaltfelds von der Änderungsrate  $R$  des Magnetfelds ist in Abb. 12.16(a) bei Raumtemperatur für beide Teilchen der Probe 2 gezeigt. Die Schaltfelder wurden über jeweils zehn Einzelmessungen gemittelt. Zum Vergleich sind in Abb. 12.16(b) die entsprechenden Daten der Probe 3 zu sehen, die im AHE-Messaufbau (siehe Abschnitt 11.1) aufgenommen wurden<sup>98</sup>. Hier wurden die Schaltfelder aus 20 Einzelmessungen bestimmt. Als Fehler sind jeweils die Standardabweichungen aus den Einzelmessungen angegeben.

Variiert man die Rate zwischen  $1\text{ mT/s}$  und  $6\text{ mT/s}$ , zeigt sich ein nahezu linearer Anstieg der Schaltfelder beider Teilchen der Probe 2 um insgesamt etwa  $30\text{ mT}$ . Das entspricht einem Anstieg von ca.  $60\%$  bei Teilchen A und ca.  $40\%$  bei Teilchen B bezogen auf das

<sup>98</sup>Im Gegensatz zum Warmbohrmagnet wurde das Magnetfeld im AHE-Aufbau in diskreten Sprüngen verändert. Die Rate  $R$  wurde hierbei über die Anzahl an aufgenommenen Messpunkten bei jeweils gleicher Feldamplitude  $\mu_0 H_{\max}$  variiert. Der Wert von  $R$  ergibt sich aus der Magnetfeldamplitude ( $2\mu_0 H_{\max}$ ) geteilt durch die Dauer einer halben Messschleife (Magnetfeld von  $-\mu_0 H_{\max}$  nach  $\mu_0 H_{\max}$ ).

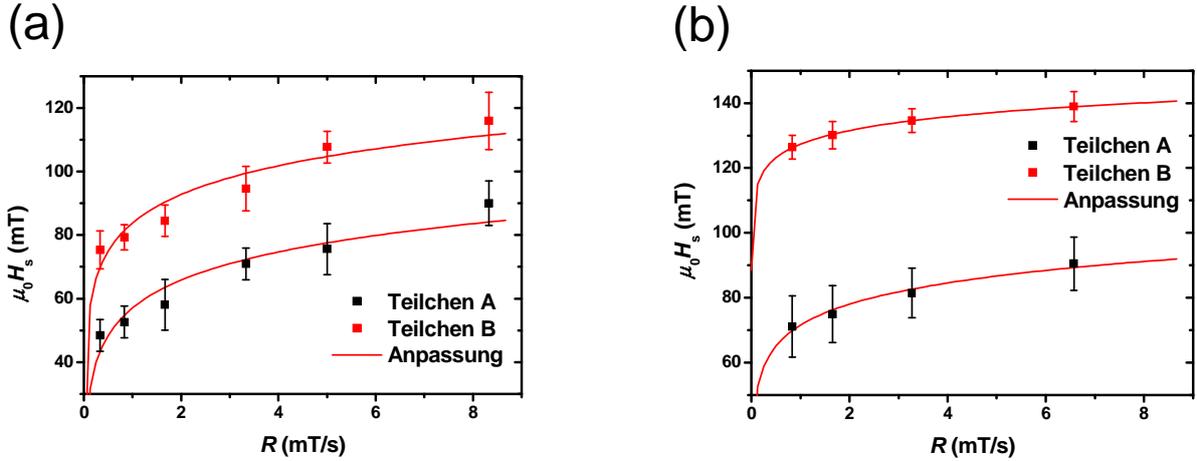


Abbildung 12.16: Ratenabhängigkeit der mittleren Schaltfelder der Teilchen A (schwarz) und B (rot) der Probe 2 (a) und der Probe 3 (b) bei Raumtemperatur. Als Fehler ist die Standardabweichung aus 10 bzw. 20 Einzelmessungen dargestellt ((a) bzw. (b)). Die Anpassungen nach Gl. 12.2 mit  $n = 1,5$  und  $f_0 = 10^{10}$  Hz sind als rote Linien dargestellt. Die Anpassungsparameter für die Probe 2 bzw. 3 befinden sich in Tab. 12.6 bzw. Tab. 12.7.

Schaltfeld bei einer Rate von 1 mT/s. Bei der Probe 3 zeigt sich im selben Bereich von  $R$  ein Anstieg von  $H_s$  bei Teilchen A um ca. 20% und für Teilchen B um ca. 10%. Insgesamt zeigt Probe 3 also eine schwächere Ratenabhängigkeit des Schaltfelds als Probe 2. Dies ist wahrscheinlich auf das größere magnetische Volumen aufgrund der höheren Anzahl an Kobaltlagen bei Probe 3 zurückzuführen. Ein ähnliches Verhalten wurde auch von Tudosa et al. an Co/Pd-Nanoteilchen beobachtet [220].

Wie bereits bei der Temperaturabhängigkeit der Schaltfelder im vorherigen Abschnitt 12.5 wurden die Kurvenverläufe mit Gl. 12.2 angepasst. Die Messwerte werden durch die Anpassung sehr gut reproduziert. Die Parameter für die Probe 2 sind in Tab. 12.6 für verschiedene Werte von  $n$  und  $f_0$  angegeben und befinden sich im Bereich  $E_0^A \approx 0,7$  eV und  $H_K^A \approx 470$  kA/m für Teilchen A und  $E_0^B \approx 0,8$  eV und  $H_K^B \approx 500$  kA/m für Teilchen B. Für die Probe 3 befinden sich die Parameter im Bereich  $E_0^A \approx 0,8$  eV und  $H_K^A \approx 370$  kA/m für Teilchen A und  $E_0^B \approx 1,2$  eV und  $H_K^B \approx 300$  kA/m für Teilchen B (siehe Tab. 12.7).

Im folgenden Abschnitt 12.7 werden diese Werte mit denen der anderen untersuchten Proben verglichen und diskutiert.

Insgesamt ist die Ratenabhängigkeit des Schaltfelds in dem untersuchten Bereich relativ klein. Geringfügige Schwankungen der Rate  $R$ , wie sie insbesondere am AHE-Aufbau durch eine leichte Veränderung der Feldamplitude hervorgerufen werden, haben praktisch keinen Einfluss auf das Schaltfeld. Soweit nicht explizit angegeben, wurden alle in diesem Teil der vorliegenden Arbeit gezeigten Messungen bei einer vergleichbaren Messrate von etwa 3 mT/s durchgeführt. Die Ratenabhängigkeit muss allerdings beim Vergleich von

Messungen mit deutlich unterschiedlichen Feldamplituden oder einer unterschiedlichen Anzahl an Messpunkten berücksichtigt werden.

Probe 2	$E_0^A$ (eV)	$H_K^A$ (kA/m)	$E_0^B$ (eV)	$H_K^B$ (kA/m)
$n = 1,5; f_0 = 10^9$ Hz	$0,70 \pm 0,02$	$390 \pm 50$	$0,75 \pm 0,03$	$420 \pm 60$
$n = 1,5; f_0 = 10^{10}$ Hz	$0,76 \pm 0,02$	$430 \pm 60$	$0,81 \pm 0,03$	$460 \pm 60$
$n = 2; f_0 = 10^9$ Hz	$0,70 \pm 0,02$	$510 \pm 70$	$0,76 \pm 0,03$	$540 \pm 80$
$n = 2; f_0 = 10^{10}$ Hz	$0,76 \pm 0,02$	$560 \pm 80$	$0,81 \pm 0,03$	$590 \pm 80$

Tabelle 12.6: Aus der Anpassung der in Abb. 12.16(a) dargestellten Ratenabhängigkeit der Schaltfelder nach Gl. 12.2 bestimmte Parameter  $E_0$  und  $H_K$  der Teilchen A und B der Probe 2.

Probe 3	$E_0^A$ (eV)	$H_K^A$ (kA/m)	$E_0^B$ (eV)	$H_K^B$ (kA/m)
$n = 1,5; f_0 = 10^9$ Hz	$0,79 \pm 0,03$	$310 \pm 30$	$1,18 \pm 0,02$	$260 \pm 10$
$n = 1,5; f_0 = 10^{10}$ Hz	$0,85 \pm 0,03$	$340 \pm 30$	$1,24 \pm 0,02$	$280 \pm 10$
$n = 2; f_0 = 10^9$ Hz	$0,80 \pm 0,03$	$400 \pm 40$	$1,24 \pm 0,02$	$320 \pm 10$
$n = 2; f_0 = 10^{10}$ Hz	$0,85 \pm 0,03$	$430 \pm 50$	$1,28 \pm 0,02$	$340 \pm 10$

Tabelle 12.7: Aus der Anpassung der in Abb. 12.16(b) dargestellten Ratenabhängigkeit der Schaltfelder nach Gl. 12.2 bestimmte Parameter  $E_0$  und  $H_K$  der Teilchen A und B der Probe 3.

## 12.7 Diskussion der Anpassungsparameter $E_0$ und $H_K$

In den vorherigen Abschnitten wurden durch Anpassungen der Raten- und Temperaturabhängigkeit des mittleren Schaltfelds sowie der SFV an das Néel-Brown(NB)-Modell Werte für die Anisotropieenergie  $E_0 = KV$  und das Anisotropiefeld  $H_K = \frac{2K}{\mu_0 M_s}$  bestimmt. Hierbei wurden feste Werte für die Schaltversuchsfrequenz  $f_0$  und den Exponenten  $n$  vorgegeben. Unabhängig von der Wahl dieser Parameter lassen sich die Messungen anpassen, wobei die aus den Anpassungen bestimmten Werte von  $E_0$  und  $H_K$  nur leicht mit  $f_0$  und  $n$  variieren. Es lässt sich jedoch nicht entscheiden, welche Werte von  $f_0$  und  $n$  das magnetische Verhalten der untersuchten Partikel am ehesten beschreiben und ob die herstellungsbedingten Abweichungen von der idealen Partikelgeometrie überhaupt eine näherungsweise Beschreibung über das NB-Modell zulassen.

In Tab. 12.8 werden die für verschiedene Proben über die beschriebenen Methoden bestimmten Werte von  $E_0$  und  $H_K$  gegenübergestellt. Zur besseren Übersichtlichkeit wird sich hierbei auf Werte für  $f_0 = 10^{10}$  Hz und  $n = 1,5$  beschränkt. Um die Plausibilität der Anpassungsparameter zu prüfen, wird aus ihnen jeweils das magnetisch aktive Volumen nach dem NB-Modell

$$V_{\text{NB}} = \frac{2E_0}{\mu_0 H_K M_s} \quad (12.3)$$

bzw. der entsprechende Durchmesser  $D_{\text{NB}}$  unter Annahme einer zylindrischer Teilchenform bestimmt und mit dem aus REM-Aufnahmen bestimmten Partikeldurchmesser verglichen. Des Weiteren sind in Tab. 12.8 die Verkippungswinkel der magnetischen Vorzugsrichtungen in der Drehebene des Magnetfelds angegeben, die aus der Winkelabhängigkeit der Schaltfelder und einer im folgenden Abschnitt 12.8.1 vorgestellten Methode bestimmt wurden.

Probe	Methode	$T$ (K)	$R$ (mT/s)	Verk. (°)	$E_0$ (eV)	$H_K$ (kA/m)	$D_{\text{NB}}$ (nm)	$D_{\text{REM}}$ (nm)
1	SFV	RT	2,5	-	$1,4 \pm 0,1$	$260 \pm 20$	$23 \pm 1$	$33 \pm 2$
2 A	SFV	RT	3,3	0,6	$0,86 \pm 0,08$	$220 \pm 40$	$34 \pm 3$	$30 \pm 2$
2 A	R-Abh.	RT	0,2..8,3	0,6	$0,76 \pm 0,02$	$430 \pm 60$	$13 \pm 1$	$30 \pm 2$
2 B	SFV	RT	3,3	2,4	$0,94 \pm 0,04$	$280 \pm 30$	$31 \pm 2$	$31 \pm 2$
2 B	R-Abh.	RT	0,2..8,3	2,4	$0,81 \pm 0,03$	$460 \pm 60$	$13 \pm 1$	$31 \pm 2$
3 A	SFV	RT	1,5	7,3	$0,96 \pm 0,06$	$230 \pm 20$	$20 \pm 1$	$30 \pm 3$
3 A	R-Abh.	RT	0,8..6,6	7,3	$0,85 \pm 0,03$	$340 \pm 30$	$16 \pm 1$	$30 \pm 3$
3 A	T-Abh.	2,4..200	4,8	7,3	$2,0 \pm 0,3$	$200 \pm 10$	$31 \pm 2$	$30 \pm 3$
3 B	R-Abh.	RT	0,8..6,6	0	$1,24 \pm 0,02$	$280 \pm 10$	$21 \pm 1$	$34 \pm 2$
3 B	T-Abh.	2,4..300	4,8	0	$1,8 \pm 0,2$	$190 \pm 10$	$30 \pm 2$	$34 \pm 2$

Tabelle 12.8: Zusammenfassung der aus Schaltfeldverteilung (SFV) sowie Temperatur- und Ratenabhängigkeit der mittleren Schaltfelder für  $n = 1,5$  und  $f_0 = 10^{10}$  Hz bestimmten Anpassungsparameter  $E_0$  und  $H_K$ . Aus ihnen wurde mittels Gl. 12.3 und der Annahme einer zylindrischen Form der Teilchen der magnetisch aktive Durchmesser  $D_{\text{NB}}$  berechnet. Zum Vergleich ist der aus REM-Aufnahmen bestimmte Partikeldurchmesser  $D_{\text{REM}}$  angegeben. Die angegebenen Fehler geben die Genauigkeit der jeweiligen Anpassungen wieder. Der durch Abweichungen des Schaltverhaltens der Teilchen vom NB-Modell entstehende Fehler ist jedoch nicht berücksichtigt.

Es ist auffällig, dass die in Tab. 12.8 angegebenen berechneten Durchmesser  $D_{\text{NB}}$ , die aus der Ratenabhängigkeit bestimmt wurden, nur halb so groß sind wie die tatsächlich gemessenen Durchmesser  $D_{\text{REM}}$ . Dies ist insbesondere auf die im Vergleich zu den über die anderen Methoden bestimmten höheren Werte von  $H_K$  zurückzuführen. Wahrscheinlich ist diese Methode der Anpassung nicht besonders genau, da nur relativ wenig Messpunkte zur Anpassung zur Verfügung stehen. Außerdem ist die Ratenabhängigkeit der mittleren Schaltfelder in dem von den Messungen abgedeckten Bereich nicht sehr ausgeprägt. Folglich sind die entsprechenden Werte mit einem großen Fehler behaftet und werden im Folgenden nicht weiter berücksichtigt.

Während die bei Raumtemperatur bestimmten  $E_0$  im Bereich um 1 eV liegen, sind die aus der Temperaturabhängigkeit der Schaltfelder bestimmten Werte doppelt so groß. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die entsprechenden Messungen bei niedrigeren Temperaturen durchgeführt wurden. Zum einen kann der Ummagnetisierungsmodus von der Temperatur abhängen (siehe z.B. Probe 3 A in Abb. 12.13(b)), zum anderen wurde die Temperaturabhängigkeit der Anisotropie und der Sättigungsmagnetisierung nicht berücksichtigt. Während die effektive Anisotropie mit sinkender Temperatur tendentiell abnimmt, nimmt  $M_s$  insbesondere in den legierten Randbereichen der Partikel zu (siehe Abschnitt 12.5). Beide Effekte führen zu einer Verminderung des Anisotropiefelds  $H_K$  bei tiefen Temperaturen. Tatsächlich sind die aus der Temperaturabhängigkeit der Schaltfelder bestimmten Werte von  $H_K \approx 200$  kA/m etwas kleiner als die bei RT bestimmten Werte im Bereich von 220..280 kA/m. Diese kleine Abweichung deutet darauf hin, dass  $H_K$  nur eine geringe Temperaturabhängigkeit zeigt. Folglich deutet die Temperaturabhängigkeit von  $E_0$  auf einen Wechsel des Ummagnetisierungsmodus mit der Temperatur hin.

Trotz der bei tiefen Temperaturen höheren Werte von  $E_0$  sind die mit dem NB-Modell aus der Temperaturabhängigkeit der Schaltfelder bestimmten Durchmesser mit den tatsächlichen Durchmessern vergleichbar. Das Gleiche gilt für die aus den SFV bei RT bestimmten Durchmessern der Teilchen A und B der Probe 2. Bei den Proben 1 und 3 A beträgt  $D_{NB}$  hingegen nur 2/3 von  $D_{REM}$ . Der Unterschied könnte damit erklärt werden, dass für die SFV der Probe 2 insgesamt 500 Felddurchläufe aufgenommen wurden, während es bei den anderen Proben deutlich weniger waren (76 bei Probe 1 bzw. 164 bei Probe 3 A). Entsprechend sind die Anpassungen des Verhaltens von Probe 2 zuverlässiger. Eine weitere Ursache könnte der unterschiedliche Schichtaufbau der Proben sein. Während Probe 2 aus einem Pt/Co/Pt-Schichtsystem hergestellt wurde, besitzen die übrigen Proben einen (Co/Pt)<sub>3</sub>-Schichtaufbau. Entsprechend müssen diese Proben länger gesputtert werden, was im Vergleich zur Probe 2 zu deutlich mehr Redeposition am Rand der Partikel führt. Dieses redeponierte Material könnte unter anderem für den Wechsel des Ummagnetisierungsverhaltens von Probe 3 A bei  $T \approx 200$  K verantwortlich sein, der seinen Ausdruck im gegenüber dem Wert bei tiefen Temperaturen reduzierten  $E_0$  bzw. dem reduzierten magnetischen Schaltvolumen bei RT findet. Ein ähnlicher Effekt könnte bei Probe 1 vorhanden sein, die jedoch nicht temperaturabhängig vermessen wurde. Es deutet sich also an, dass Partikel, die aus dünneren Schichtsystemen strukturiert wurden, sich eher mit dem NB-Modell beschreiben lassen.

Geht man näherungsweise davon aus, dass die Sättigungsmagnetisierung der Teilchen derjenigen der unstrukturierten Co/Pt-Referenzproben entspricht, lassen sich aus den bestimmten Anisotropiefeldern  $H_K$  die Anisotropiekonstanten berechnen. Es ergeben sich Werte von  $K_{\text{Partikel}} = 200..250$  kJ/m<sup>3</sup>, die mit der Anisotropie der Filmproben<sup>99</sup> ( $K_{\text{Film}} \approx 300$  kJ/m<sup>3</sup>, siehe Abschnitt 10.3) vergleichbar sind. Zur Überprüfung dieser Werte wäre eine alternative Methode zur Bestimmung der Anisotropie einzelner Nano-

---

<sup>99</sup>Für den Vergleich wurden die für die Co/Pt-Filme bestimmten Anisotropiekonstanten addiert ( $K_{\text{Film}} = K_{1,\text{eff}} + K_2$ ), da das NB-Modell die Anisotropiekonstante 2. Ordnung nicht berücksichtigt.

partikel wünschenswert. Mit Hilfe eines 3D-Vektormagnetfelds ließe sich hierfür eine generalisierte Form der Sucksmith-Thompson-Methode einsetzen [100, 295, 77], auf die im Ausblick dieser Arbeit kurz eingegangen wird (siehe Kapitel 13).

Die Verkippung der leichten Achse der Magnetisierbarkeit der Teilchen scheint keinen sichtbaren Einfluss auf die bestimmten Anpassungsparameter zu haben, wie es bereits von Wernsdorfer et al. beobachtet wurde [62]. Der Verkippungswinkel müsste aber einen Einfluss auf  $H_K$  und den Exponenten  $n$  haben. Wird das Magnetfeld exakt entlang der leichten oder harten Richtung der Magnetisierbarkeit angelegt, gilt im NB-Modell  $n = 2$  und das tatsächliche Anisotropiefeld  $H_K$  wird gemessen. Ist das Magnetfeld hingegen verkippt, entspricht  $n$  eher einem Wert von 1,5 und es wird ein zu niedriges  $H_K$  gemessen (siehe Abschnitt 7.1). Von R. H. Victora und H. Pfeiffer wurden Näherungslösungen für die Abhängigkeit der Energiebarriere und des Anisotropiefelds vom Verkippungswinkel berechnet [203, 202]. In Gl. 12.2 wird diese Abhängigkeit vom Verkippungswinkel jedoch nicht berücksichtigt. Folglich sind die bestimmten Anpassungsparameter verfälscht, selbst wenn die Partikel Néel-Brown-Verhalten zeigen würden.

Ob sich das Schaltverhalten der Teilchen mit dem NB-Modell beschreiben lässt, geht nicht aus den gemessenen Daten hervor. Die physikalisch sinnvolle Größe der bestimmten Werte für  $E_0$  und  $H_K$  ist hierfür keine hinreichende Bedingung. Stattdessen ist davon auszugehen, dass die in Abschnitt 12.4 genannten Abweichungen von der idealen Teilchengometrie zu einem vom NB-Modell abweichenden Schaltverhalten führen.

## 12.8 Zeitaufgelöste Messungen des thermischen Schaltverhaltens

In diesem Abschnitt wird das zeitaufgelöste Schaltverhalten der Partikel untersucht. Aus der Besetzungswahrscheinlichkeit der beiden Magnetisierungszustände eines Teilchens lässt sich die Verkippung der leichten Achse der Magnetisierbarkeit in der Ebene, in der das Magnetfeld rotiert wird, ablesen (Abschnitt 12.8.1).

Die in dieser Arbeit untersuchten Partikel sind im untersuchten Temperaturbereich zwischen 2,4 K und RT ferromagnetisch. Um thermisch aktiviertes Schalten der Magnetisierung zu ermöglichen (Telegraphenrauschen<sup>100</sup>), muss entweder die Temperatur erhöht oder die Energiebarriere gesenkt werden. Letzteres kann mit einem äußeren Magnetfeld erzielt werden, das senkrecht zur leichten Achse der Magnetisierbarkeit angelegt wird [62]. Die Energien der beiden Zustände bei  $\theta = 0^\circ$  und  $\theta = 180^\circ$  bleiben dabei stets auf demselben Niveau, so dass beide Zustände gleich häufig auftreten (siehe Abb. 7.1(b)). Besitzt das Magnetfeld eine Komponente entlang der leichten Richtung der Magnetisierbarkeit, wird einer der Zustände bevorzugt.

Aus Abschnitt 12.4 ist bereits bekannt, dass die magnetische Vorzugsrichtung bei den untersuchten Partikeln verkippt sein kann. Außerdem wurde in den vorherigen Abschnitten gezeigt, dass die bestimmten Anisotropieenergien  $E_0$  sich von Teilchen zu Teilchen deut-

---

<sup>100</sup>Engl.: telegraph noise

lich voneinander unterscheiden können (siehe z.B. Tab. 12.8). Deshalb muss zunächst für jedes zu untersuchende Teilchen der Winkel und die Stärke des anzulegenden Magnetfelds herausgefunden werden, die zu einem mit der vorhandenen Messtechnik aufzulösenden thermischen Schalten führen<sup>101</sup>. Dies soll im Folgenden anhand der Probe 3 demonstriert werden. Auf dieser Probe befinden sich zwei Partikel, die eine deutlich unterschiedliche AHE-Signalstärke haben. Außerdem ist die leichte Richtung der Magnetisierbarkeit des Partikels A um ca. 7° aus der Probennormalen verkippt, während Teilchen B zumindest in der Drehebene des Magnetfelds praktisch nicht verkippt ist (siehe Abb 12.10).

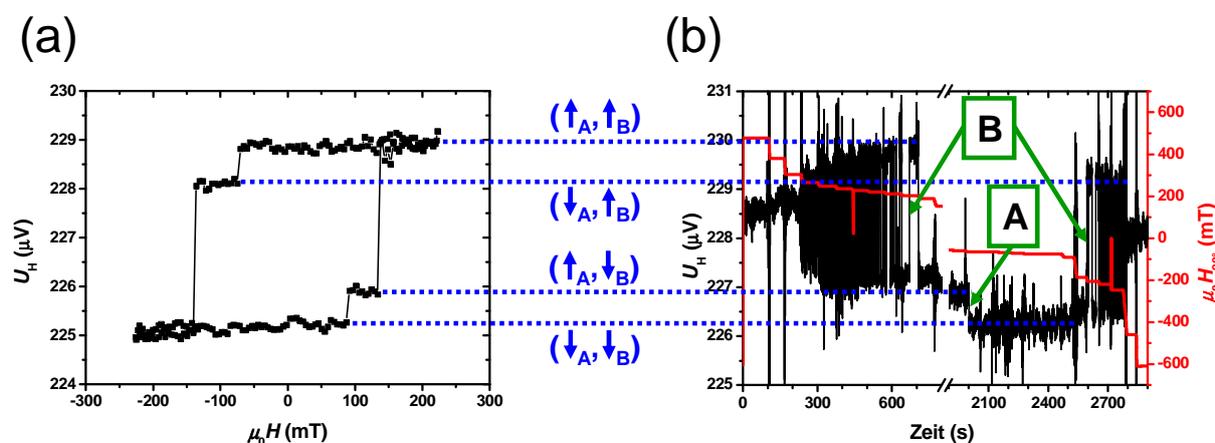


Abbildung 12.17: (a) Hysterese der Probe 3 bei RT und  $I = 60 \mu\text{A}$ . Der Versatz in der Hall-Spannung  $U_H$  von ca.  $+227 \mu\text{V}$  (siehe Abschnitt 12.1) wurde nicht korrigiert. Die blauen gepunkteten Linien geben die Spannungsniveaus der vier möglichen Zustände wieder. (b) Zeit aufgelöste Auftragung der Hall-Spannung (schwarz) bei senkrecht zur Probennormalen ( $\theta_0 = 90^\circ$ ) angelegtem Magnetfeld  $\mu_0 H_{90^\circ}$  (rot). Zur besseren Vergleichbarkeit ist die Hall-Spannung skaliert wie in (a), wobei die Messwerte aufgrund thermischer Drifts um  $1 \mu\text{V}$  gegenüber (a) verschoben sind. Die grünen Pfeile weisen auf Bereiche hin, in denen Teilchen A bzw. B schaltet. Die Zeitachse wurde der Übersicht halber von 800 s bis 1900 s unterbrochen, da in diesem Bereich kein Schalten zu beobachten ist.

In Abb. 12.17(a) ist zur Erinnerung nochmal die Hysterese der Probe 3 bei Raumtemperatur gezeigt, die schon aus Abb. 12.4 bekannt ist. Hier ist jedoch nicht der Hall-Widerstand  $R_H$ , sondern die Hall-Spannung  $U_H$  bei einem Messstrom von  $I = 60 \mu\text{A}$  aufgetragen. Teilchen A erzeugt einen Sprung von ca.  $0,8 \mu\text{V}$  bei einem Feld von  $\pm 80 \text{ mT}$ . Der mit ca.  $3,0 \mu\text{V}$  größere Sprung bei  $\pm 130 \text{ mT}$  wird von Teilchen B erzeugt. Der Versatz von ca.  $+227 \mu\text{V}$  ist nicht korrigiert<sup>102</sup>. Dadurch wird ein direkter Vergleich der Spannungsniveaus der vier möglichen Zustände mit der in Abb. 12.17(b) dargestellten Messung ermöglicht.

<sup>101</sup>Die Zeitaufösung des in Abschnitt 11.1 dargestellten AHE-Aufbaus beträgt 120 ms.

<sup>102</sup>Die Ursache für den Versatz in der Hall-Spannung wurde in Abschnitt 12.1 erklärt.

Dort ist der zeitliche Verlauf der Hall-Spannung aufgetragen, wobei während der Messung ein in der Probenebene angelegtes Magnetfeld  $\mu_0 H_{90^\circ}$  von +500 mT nach -600 mT in unregelmäßigen Schritten durchgeföhren wurde (rote Linie). Die Änderung des Magnetfelds induziert in der Messschleife eine Spannung, die die Hall-Spannung überlagert und zu Messartefakten in Abb. 12.17(b) führt. Trotzdem ist der Verlauf der Hall-Spannung deutlich zu erkennen. Bei sehr großen positiven Feldern befindet sich die Hall-Spannung etwa in der Mitte zwischen den Niveaus der Zustände  $(\uparrow_A, \uparrow_B)$  und  $(\uparrow_A, \downarrow_B)$  und zeigt ein *rms*-Rauschen von ungefähr 50 nV, was auch in etwa dem Rauschen des Messaufbaus entspricht. Mit sinkendem Magnetfeld (260 mT bis 230 mT) nimmt die Amplitude des Rauschens zu, bis es schließlich dem Signalhub entspricht, den das Schalten des Teilchens B hervorruft. Von 220 mT bis 200 mT ist ein diskretes Schalten mit einer Amplitude von ca. 2,6  $\mu\text{V}$  zu beobachten, das dem Teilchen B zugeordnet werden kann (grüner Pfeil in Abb. 12.17(b)). Bei kleineren Feldern ist Partikel B geblockt, es ist also kein Schalten zu beobachten. Zur besseren Übersichtlichkeit ist deshalb die Zeitachse in Abb. 12.17(b) zwischen 800 s und 1900 s unterbrochen. Erst bei -64 mT (bzw.  $t = 2000$  s) tritt ein einzelner negativer Sprung von ungefähr 0,6  $\mu\text{V}$  auf, der Teilchen A zugeordnet werden kann (grüner Pfeil in Abb. 12.17(b)). Ab  $\mu_0 H_{90^\circ} = -200$  mT fängt Partikel B wieder an, thermisch aktiviert zu schalten. Mit weiter sinkendem Feld wird die Schaltfrequenz immer größer, bis die einzelnen Zustände vom Aufbau schließlich nicht mehr aufgelöst werden können. Die Messpunkte entsprechen dann über viele Schaltvorgänge gemittelten Werten der Hall-Spannung. Entsprechend nimmt die Amplitude des Rauschens wieder ab.

Da bereits bekannt ist, dass die leichte Achse der Magnetisierbarkeit von Teilchen A um ca.  $7^\circ$  verkippt ist (siehe Abschnitt 12.4), wurde dieselbe Messung für positive Felder und  $\theta_0 = 83^\circ$  wiederholt (siehe Abb. 12.18(a)). Das Ergebnis ist analog zu der in Abb. 12.17(b) dargestellten Messung, nur dass diesmal Teilchen A im Bereich von  $\mu_0 |H_{83^\circ}| = 100$  mT (bzw.  $t = 500..3000$  s) thermisch schaltet, während Teilchen B nur einmal schaltet ( $t \approx 2900$  s). In Abb. 12.18(b) sind drei Ausschnitte aus der in Abb. 12.18(a) gezeigten Messung dargestellt, die aus den mit den farbigen Pfeilen markierten Bereichen stammen. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Magnetisierung zwischen zwei diskreten Zuständen schaltet, wobei die Schaltfrequenz mit dem angelegten Feld  $\mu_0 H_{83^\circ}$  ansteigt. Das bedeutet, dass in dem Winkelbereich um  $\theta_0 = 83^\circ$  und bei einer Feldstärke um 100 mT das thermische Schalten des Partikels A untersucht werden kann, während Teilchen B geblockt ist.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass sich die Frequenz des thermischen Schaltens über die Stärke des senkrecht zur leichten Richtung angelegten Feldes beliebig einstellen und somit auf die Zeitaufösung des verwendeten Aufbaus anpassen lässt. Ist das Magnetfeld nur wenige Grad aus der harten Richtung verkippt, überwiegt der Einfluss der stabilisierenden Feldkomponente entlang der leichten Richtung auf die freie Energie des Teilchens und es kommt nicht zu einem thermisch aktivierten Schalten. Dies ist für Teilchen A in Abb. 12.17(b) und für Teilchen B in Abb. 12.18 der Fall. Mit dieser Erkenntnis lässt sich die Verkipfung der magnetischen Vorzugsrichtung der Partikel in der Drehebene des Magnetfelds sehr genau bestimmen, wie im folgenden Abschnitt 12.8.1 dargestellt ist.

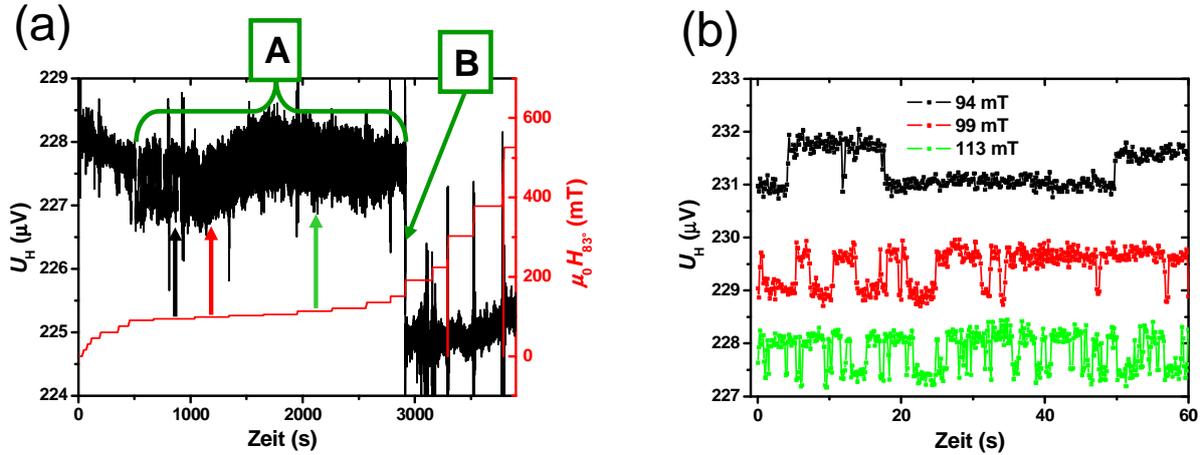


Abbildung 12.18: (a) Zeitaufgelöste Auftragung der Hall-Spannung (schwarz) der Probe 3 bei RT, einem Messstrom von  $I = 60 \mu\text{A}$  und einem unter dem Winkel  $\theta_0 = 83^\circ$  angelegten Magnetfeld  $\mu_0 H_{83^\circ}$  (rot). Die dunkelgrünen Markierungen kennzeichnen Bereiche, in denen Teilchen A bzw. B schaltet. In (b) sind Ausschnitte aus (a) von jeweils 60 s Dauer bei 94 mT, 99 mT und 113 mT gezeigt. Der schwarze, rote und grüne Pfeil in (a) gibt die Position der Ausschnitte an. Um eine bessere Übersichtlichkeit zu erreichen, wurden die Kurven vertikal verschoben (schwarz:  $+4 \mu\text{V}$  und rot:  $+2 \mu\text{V}$ ).

### 12.8.1 Bestimmung der Verkipfung der leichten Achse der Magnetisierbarkeit

Um die Verkipfung der leichten Richtung von Partikel A der Probe 3 genauer bestimmen zu können, wurde das thermisch aktivierte Schalten unter dem Einfluss eines äußeren Feldes von  $\mu_0 |H_{\theta_0}| = 99 \text{ mT}$  für jeweils 5 Minuten aufgenommen, wobei  $\theta_0$  von  $80^\circ$  bis  $86^\circ$  in  $1^\circ$ -Schritten variiert wurde. In Abb. 12.19(a) ist diese Messung für drei Winkel dargestellt. Bei  $\theta_0 = 80^\circ$  ist der untere Zustand bei  $U_H \approx 227,5 \mu\text{V}$  stärker besetzt als der obere bei etwa  $228,2 \mu\text{V}$ . Mit steigendem Winkel wird der obere Zustand immer häufiger besetzt. Die absoluten Häufigkeiten der Messwerte sind in Abb. 12.19(b) gezeigt. Sie wurden mit Gauss-Verteilungen angepasst, aus deren Fläche sich die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Zustände berechnen lassen.

Trägt man die relative Besetzungswahrscheinlichkeit der Zustände ( $\uparrow$ ) und ( $\downarrow$ ) gegen den Winkel  $\theta_0$  auf, lässt sich genau bestimmen, um welchen Winkel die leichte Richtung aus der Probennormalen verkippt ist. In Abb. 12.20 zeigen die Besetzungswahrscheinlichkeiten der beiden Zustände einen nahezu linearen Verlauf, der zu großen Werten von  $\theta_0$  in eine Sättigung übergeht. Die relative Häufigkeit des Zustands ( $\uparrow$ ) steigt mit dem Winkel an, während Zustand ( $\downarrow$ ) immer seltener besetzt wird. Die Kurven schneiden sich bei  $\theta_0 = (82,7 \pm 0,1)^\circ$ . Daraus folgt eine Verkipfung der leichten Achse der Magnetisierbarkeit von  $(7,3 \pm 0,1)^\circ$ .

Hierbei ist zu beachten, dass diese Methode zur Bestimmung des Verkipfungswinkels

nur sensitiv ist auf Verkippungen in der Ebene, in der das äußere Magnetfeld gedreht wird. Es ist davon auszugehen, dass die leichte Richtung auch in einer hierzu senkrechten Ebene verkippt ist. Unter Verwendung eines 3D-Vektormagnetfelds oder mittels einer geeigneten Rotationsmöglichkeit der Probe könnte die tatsächliche Richtung der leichten Achse bestimmt werden.

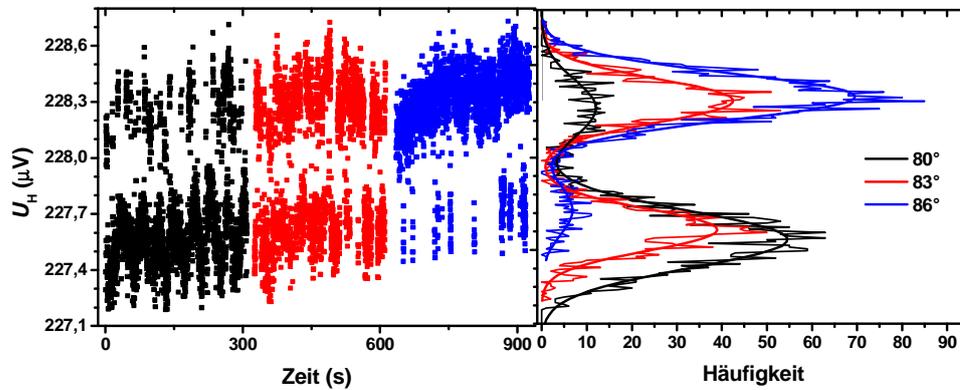


Abbildung 12.19: (a) Thermisches Schalten von Teilchen A der Probe 3 bei konstantem  $\mu_0 H_{\theta_0} = 99$  mT und Raumtemperatur. Das Magnetfeld bildet mit der Probennormalen den Winkel  $\theta_0 = 80^\circ$  (schwarz),  $\theta_0 = 83^\circ$  (rot) bzw.  $\theta_0 = 86^\circ$  (blau). In (b) sind die absoluten Häufigkeiten der Messwerte (dünne Linien) zusammen mit entsprechenden Gauss-Anpassungen (dicke Linien) gezeigt.

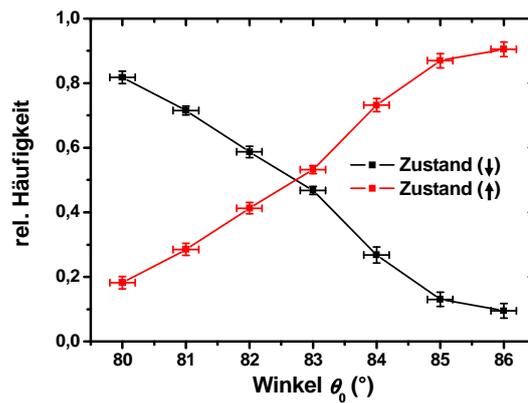


Abbildung 12.20: Relative Häufigkeit der Zustände ( $\uparrow$ ) (rot) und ( $\downarrow$ ) (schwarz) des Teilchens A der Probe 3 bei Raumtemperatur in Abhängigkeit des Winkels  $\theta_0$  bei einem Magnetfeld von  $\mu_0 H_{\theta_0} = 99$  mT.

## 13 Zusammenfassung und Ausblick Teil II

In dieser Arbeit wurde ein Verfahren entwickelt, mit dem das Ummagnetisierungsverhalten eindomäner magnetischer Nanopartikel mit senkrechter magnetischer Vorzugsachse und Durchmessern im Bereich um 30 nm mittels anomalen Hall-Effekts (AHE) gemessen werden kann. Zu diesem Zweck werden mittels Elektronenstrahlithografie (ESL) Hall-Kreuze mit Stegbreiten unterhalb von 100 nm aus einer Co/Pt-Multilage auf einem SiO<sub>2</sub>-Substrat präpariert. Als Lack wird dabei PMMA verwendet. Auf die Probe wird anschließend eine Monolage selbstorganisierter Mizellen aufgebracht, die mit SiO<sub>2</sub>-Kernen befüllt sind [82, 85]. Über den Durchmesser der Mizellen und deren Konzentration in der Mizellenlösung lässt sich der mittlere Abstand der Mizellen einstellen. Der Durchmesser der Mizellenkerne, der ebenfalls variiert werden kann, bestimmt den Durchmesser der magnetischen Nanopartikel [85, 82, 86, 87]. In einem Ätzprozess werden die Mizellenhüllen entfernt, so dass die Mizellenkerne auf der Probe verbleiben. Diese dienen in einem nachfolgenden Ar<sup>+</sup>-Ionenätzprozess als Schattenmaske. Unterhalb der Kerne ist die Co/Pt-Multilage geschützt, während sie in den übrigen Bereichen abgetragen wird. Der Abbruch dieses Ätzprozesses erfolgt, wenn die unterste Co-Schicht komplett abgetragen ist. Das Hall-Kreuz besteht dann nur noch aus der Pt-Wachstumsschicht mit darauf befindlichen magnetischen Co/Pt-Nanopartikeln. Dieses Herstellungsverfahren ist in Abb. 10.1 schematisch dargestellt. Es sei explizit darauf hingewiesen, dass dieses Verfahren auch auf andere leitfähige Materialsysteme anwendbar ist. Im Folgenden werden die Erkenntnisse dieser Arbeit zu den einzelnen Präparationsschritten dargestellt und Verbesserungspotentiale benannt.

Das AHE-Signal hängt unter anderem davon ab, wie groß der Kreuzungsbereich der Hall-Kreuze im Vergleich zu den magnetischen Nanopartikeln ist. Da die Größe der Partikel durch den maximalen Durchmesser der Mizellenkerne von etwa 29 nm limitiert ist, sollte der Kreuzungsbereich möglichst klein sein. Dies lässt sich erreichen, indem ein hochauflösender Lack wie PMMA mit geringer Schichtdicke bei der ESL verwendet wird. Es hat sich jedoch gezeigt, dass eine zu geringe Lackdicke zu Problemen beim Entschichtungsprozess führt. Eine größere Lackdicke hat jedoch die Nachteile, dass die minimale Stegbreite wächst und die Strukturen aufgrund eines Abschattungseffekts ein zum Rand hin abfallendes Höhenprofil aufweisen. Die verwendete PMMA-Schichtdicke von etwa 130 nm stellt somit einen Kompromiss dar. Immerhin lassen sich damit Stegbreiten  $\lesssim 90$  nm realisieren (siehe z.B. Abb. 10.3).

Ein weiterer Faktor, der den Entschichtungsprozess beeinflusst, ist die Dicke des Co/Pt-Schichtsystems. Je größer die Dicke, desto schlechter ist das Ergebnis der Entschichtung. Zwar hat sich gezeigt, dass das AHE-Signal proportional zum Co/Pt-Verhältnis ansteigt (siehe Abb. 10.19), weshalb die Nanopartikel in dieser Arbeit hauptsächlich aus (Co/Pt)<sub>3</sub>-Multilagen hergestellt wurden. Die Untersuchung von Partikeln mit nur einer Co-Schicht (Probe 2, siehe Abb. 12.15, SNR = 34) hat jedoch gezeigt, dass auch deren AHE-Signal groß genug ist, um mit ausreichendem Signal-Rausch-Verhältnis detektiert werden zu können.

Es empfiehlt sich somit, bei zukünftigen Untersuchungen Co/Pt-Einzellagen zu verwenden und möglicherweise die Lackdicke moderat zu reduzieren. Dies hat den weiteren Vorteil, dass die Redeposition gesputterten Materials an den Rand der Teilchen verringert wird. Ein alternativer Ansatz, die Entschichtung der Proben zu verbessern und somit die Verwendung kleinerer Lackdicken zu ermöglichen, ist die Strukturierung mittels eines Doppellacksystems. Hierbei werden zwei Lackschichten mit unterschiedlichen Empfindlichkeiten übereinander aufgebracht, was bei der Entwicklung zu einem Unterätzen der oberen Lackschicht führt. Dadurch wird verhindert, dass durch das Aufbringen der Co/Pt-Multilage ein geschlossener Metallfilm auf den Seitenkanten des unbelichteten Lacks abgeschieden wird, der die Entschichtung behindert.

Für das Ar<sup>+</sup>-Ionenstrahlätzen (Sputtern) wurde im Rahmen dieser Dissertation in Zusammenarbeit mit A. Neumann ein neuer experimenteller Aufbau realisiert. Als Ionenquelle dient eine Kaufmannquelle, die mit einem Neutralisationsfilament ausgestattet ist. Dieses ist notwendig, da sich ansonsten während des Sputterns die größtenteils isolierende Probe aufladen würde, was zu einem unregelmäßigen und nicht reproduzierbaren Materialabtrag führen würde. Als Folge der Neutralisation kann der Fortschritt des Sputterns nicht anhand der auf der Probe deponierten Ladung kontrolliert werden. Es hat sich herausgestellt, dass während eines Sputtervorgangs die Abtragsrate näherungsweise konstant ist. Dahingegen zeigt sich eine Variation der Abtragsrate bei unterschiedlichen Proben mit gleichem Schichtaufbau und nominell gleichen Bedingungen von bis zu 20% (siehe z.B. Abb. 10.17). Demnach ist auch die Dauer des Sputtervorgangs kein geeignetes Maß für den Materialabtrag. Um diesen mit ausreichender Genauigkeit mitverfolgen zu können, wurden während des Sputterns *in situ*-Widerstandsmessungen durchgeführt. Hierfür wurde ein Probenhalter konstruiert, mit dessen Hilfe neben dem Potential des Halters der Längswiderstand von bis zu drei Teststrukturen gleichzeitig aufgezeichnet werden kann. Es wurde gezeigt, dass der Widerstand der verwendeten Co/Pt-Schichtsysteme in erster Näherung umgekehrt proportional zu deren Schichtdicke ist (siehe Abb. 10.15). Auf diese Weise konnte der Sputterprozess mit hoher Zuverlässigkeit in der Pt-Wachstumsschicht abgebrochen werden.

Um eine Beschädigung der magnetischen Nanopartikel und eine damit einhergehende Veränderung der magnetischen Eigenschaften durch die Ar<sup>+</sup>-Ionen zu verhindern, wurde in dieser Arbeit eine relativ geringe Beschleunigungsspannung der Ionen von 150 V eingesetzt. Es hat sich allerdings herausgestellt, dass bei dieser Energie trotz senkrechtem Einfall der Ionen das gesputterte Material unter einem mittleren Austrittswinkel von etwa 40° zur Probennormalen aus der Probenoberfläche austritt. Dies führt dazu, dass sich gesputtertes Material an den Rändern der Nanopartikel anlagert. Hierbei handelt es sich um eine CoPt-Legierung, die wahrscheinlich die magnetischen Eigenschaften der Partikel stark beeinflusst. Je größer die abzutragende Schichtdicke ist, desto länger muss gesputtert werden und desto ausgeprägter ist diese Redeposition (siehe Abb. 10.21). Aus diesem Grund wird empfohlen, in Zukunft das Sputtern bei einer Energie > 300 eV durchzuführen, bei der das gesputterte Material die Probenoberfläche hauptsächlich unter kleinen Winkeln zur Normalen verlässt. Des Weiteren kann die Redeposition durch

kleinere abzutragene Schichtdicken verringert werden.

Während des Sputterns werden selbstverständlich auch die als Schattenmaske dienenden  $\text{SiO}_2$ -Kerne abgetragen. Dies führt einerseits dazu, dass eine obere Grenze von ca. 12 nm für die Gesamtdicke des Co/Pt-Schichtsystems existiert, die mit dieser Technik strukturiert werden kann. Andererseits reduziert sich der Durchmesser der Kerne sukzessive, so dass die Form der Co/Pt-Partikel kegelstumpfförmig ist. Im Randbereich sind die Partikel unzureichend gegen den  $\text{Ar}^+$ -Ionenbeschuss geschützt, so dass es auch ohne die angesprochene Redeposition zu einer Durchmischung der Co/Pt-Grenzfläche und somit zu einer Veränderung der magnetischen Eigenschaften am Rand kommen kann. Um dies zu verhindern sollte versucht werden, die Mizellen statt mit  $\text{SiO}_2$  mit einem anderen Material mit niedrigerer Abtragsrate zu befüllen. Als Alternative zu der Strukturierung mittels Mizellenkernen kommt die Verwendung von quervernetztem PMMA [240, 239, 241] infrage (siehe z.B. Abb. 10.3(a) und (b)). Dieses Material hat eine hohe Ätzbeständigkeit und bietet zusätzlich gegenüber den Mizellen die Möglichkeit, auch deutlich größere Partikel herzustellen und diese nach Belieben auf dem Hall-Kreuz zu positionieren. Für die reproduzierbare Herstellung von Nanopunkten aus quervernetztem PMMA ist möglicherweise eine Strahlausblendung<sup>103</sup> oder eine bessere Schwingungsdämpfung der REM-Säule notwendig.

Ein weiterer Strukturierungsansatz mittels Negativlacks wurde von meinem Kollegen A. Neumann verfolgt. Dieser bietet den Vorteil, dass die Co/Pt-Nanopunkte bereits vor der Strukturierung der Hall-Kreuze mittels  $\text{Ar}^+$ -Sputterns hergestellt werden. Da die Probenoberfläche hierbei komplett leitfähig ist, ist die Neutralisation der Probe während des Sputterns weniger kritisch. Nach dem Sputtervorgang, der mit Hilfe der *in situ*-Widerstandsmessung in der Pt-Wachstumsschicht abgebrochen wird, wird mittels ESL das Hall-Kreuz in einen Negativlack strukturiert und durch einen weiteren  $\text{Ar}^+$ -Sputterprozess in die Wachstumslage übertragen. Mit dieser Methode konnten Hall-Kreuze mit Stegbreiten von ca. 50 nm realisiert werden, die kein zum Rand hin abfallendes Höhenprofil aufweisen [91].

Mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Präparationsverfahren lassen sich Hall-Kreuze mit einzelnen eindomänen Co/Pt-Nanopartikeln herstellen, deren Ummagnetisierungsverhalten mittels AHE mit hoher Empfindlichkeit in Abhängigkeit der Temperatur, der Messrate und der Ausrichtung des äußeren Magnetfelds untersucht werden kann. Dies wurde anhand eines Partikels mit einem Schichtaufbau von  $\text{Pt}_{5\text{ nm}}/(\text{Co}_{0,8\text{ nm}}/\text{Pt}_{2\text{ nm}})_3$  und einem Durchmesser von  $(33 \pm 2)$  nm demonstriert (siehe Abb. 12.1). Es wurde bei einem Messstrom von  $70\ \mu\text{A}$  ein Hall-Signal von  $\Delta U_{\text{H}} = 8\ \mu\text{V}$  mit einem *rms*-Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) von 55 bei Raumtemperatur detektiert. Es sei explizit darauf hingewiesen, dass zur Messung der Hall-Spannung ein handelsübliches Nanovoltmeter verwendet wurde. Der Einsatz eines Lock-In-Verstärkers ist nicht notwendig, könnte das SNR aber weiter erhöhen. Es lässt sich abschätzen, dass sich mit der beschriebenen Präparations-

---

<sup>103</sup>Engl.: beam blank

und Messtechnik zylindrische Nanoteilchen mit Durchmessern im Bereich von 6 nm mit einem ausreichend hohen SNR von 2 charakterisieren lassen.

Es wurde gezeigt, dass der Messstrom im Bereich von 2..70  $\mu\text{A}$  die Schaltfelder der untersuchten Teilchen nicht beeinflusst, weshalb eine signifikante joule'sche Erwärmung der Hall-Kreuze und ein Einfluss des vom Strom erzeugten Oersted-Felds trotz der relativ hohen Stromdichte im Bereich von  $1 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$  ausgeschlossen werden kann. Des Weiteren wurde demonstriert, dass die magnetostatische Wechselwirkung zwischen den Teilchen, die einen mittleren Abstand von etwa 100 nm besitzen, vernachlässigbar klein ist. Dies ist eine wichtige Voraussetzung für die Untersuchung der magnetischen Eigenschaften einzelner Partikel, da sich aufgrund der Selbstorganisation der Mizellen häufig mehrere magnetische Teilchen auf dem sensitiven Kreuzungsbereich der Hall-Kreuze oder den angrenzenden Zuleitungen befinden. In diesem Fall ist es notwendig, die magnetischen Signale den jeweiligen Teilchen zuzuordnen. Hierfür wurde in unserer Arbeitsgruppe eine Messmethode entwickelt, die sich die Änderung der Sensitivitätsfunktion des Hall-Kreuzes bei einem Wechsel der Anschlussweise von Stromquelle und Voltmeter zu Nutze macht [91]. Fließt der Strom nicht gerade von einer Zuleitung des Hall-Kreuzes in die gegenüberliegende, sondern in eine benachbarte Zuleitung, entstehen auf dem Hall-Kreuz Bereiche, in denen die Nanoteilchen AHE-Signale unterschiedlicher Vorzeichen generieren (siehe Abb. 12.8). Über die laterale Position der Teilchen auf dem Hall-Kreuz und das Vorzeichen der AHE-Signale lassen sich diese eindeutig den Teilchen zuweisen.

Die Untersuchung der Winkelabhängigkeit der Schaltfelder zweier Partikel, die sich auf demselben Hall-Kreuz befinden und ähnliche Abmessungen besitzen, zeigte bei einer Temperatur von 2,4 K für beide Partikel ein deutlich unterschiedliches Verhalten, das sich nicht mit dem Stoner-Wohlfarth(SW)-Modell erklären lässt. Für diese Abweichungen wurden mehrere Ursachen identifiziert. Die offensichtlichste Ursache ist eine Verkippung der leichten Magnetisierungsrichtung der Teilchen aus der Probenormalen. Erfolgt diese Verkippung in der Ebene, in der auch das Magnetfeld rotiert wird, verschieben sich die beiden Maxima der Winkelabhängigkeit der Schaltfelder zu anderen Winkeln (siehe Abb. 12.10(a)). Erfolgt die Verkippung hingegen aus dieser Ebene hinaus, verändert sich die relative Höhe der Maxima. Der Grund für die Verkippung der magnetischen Vorzugsachse der Teilchen könnte einerseits die natürliche Verkippung der Kristallite und andererseits der Abschattungseffekt sein, der zu einer zum Rand hin abnehmenden Schichtdicke der Hall-Kreuze führt. Die maximal beobachtete und eindeutig identifizierte Verkippung der in dieser Arbeit untersuchten Nanopartikel beträgt etwa  $7^\circ$ .

Neben diesem geometrischen Einfluss existieren auch magnetische Faktoren, die für eine Abweichung vom SW-Modell sorgen. Die bereits erwähnte Redeposition gesputterten Materials führt dazu, dass die magnetischen Eigenschaften der Ränder der Teilchen von denen des Volumens abweichen. Bei dem angelagerten Material handelt es sich vermutlich um eine ungeordnete CoPt-Legierung, deren magnetische Anisotropie, Curie-Temperatur und Sättigungsmagnetisierung im Vergleich zum übrigen Volumen der Teilchen reduziert ist [286, 184, 288, 287]. Aufgrund ihrer Größe sind die Partikel im magnetischen Grundzustand zwar eindomänig, die Ummagnetisierung erfolgt aber nicht wie im SW-Modell

angenommen über kohärente Rotation, sondern wahrscheinlich über eine Initialisierung in den modifizierten Randbereichen [285, 43, 45, 77]. Dies führt zu einer signifikanten Reduktion des Schaltfelds, das sich folglich nicht mit dem SW-Modell bzw. bei endlichen Temperaturen mit dem Néel-Brown(NB)-Modell beschreiben lässt.

Eine weitere magnetische Ursache für das vom SW-Modell abweichende Verhalten der Partikel ist möglicherweise die Anisotropiekonstante 2. Ordnung  $K_2$ . Die Untersuchung der Co/Pt-Schichtsysteme, aus denen die Nanopartikel strukturiert werden, zeigen ein nicht verschwindendes  $K_2$ , das im SW-Modell nicht berücksichtigt wird. Theoretische Modelle zeigen, dass die Winkelabhängigkeit des Schaltfelds vom Verhältnis der Anisotropiekonstanten 1. und 2. Ordnung  $K_1/K_2$  so beeinflusst wird, dass der in dieser Arbeit beobachtete Kurvenverlauf reproduziert werden kann. Eine lateral variierende Anisotropiekonstante, wie sie in jedem polykristallinen Co/Pt-Schichtsystem auftritt, könnte zu dem unterschiedlichen Verhalten der Partikel beitragen [41, 42].

Die Schaltfelder nehmen aufgrund thermischer Anregungen im Bereich von 2,4..300 K mit steigender Temperatur ab. Die Abnahme erfolgt näherungsweise linear, wobei das Schaltfeld eines der untersuchten Teilchen im Bereich zwischen 200 K und RT einen deutlich stärkeren Abfall zu niedrigeren Schaltfeldern aufweist, der von dem linearen Verhalten bei tieferen Temperaturen abweicht. Der Grund für diese Abweichung konnte nicht eindeutig identifiziert werden, ist aber wahrscheinlich auf einen Wechsel des Ummagnetisierungsmodus zurückzuführen. Zwischen 2,4 K und 40 K sind die Schaltfelder der untersuchten Teilchen nahezu konstant, so dass die thermische Aktivierung des Schaltens in diesem Temperaturbereich vernachlässigbar ist. Die anomale Hall-Konstante  $R_s$  zeigt praktisch keine Temperaturabhängigkeit.

Neben der Temperatur zeigt auch die Änderungsrate  $R$  des Magnetfelds einen Einfluss auf die ermittelten Schaltfelder der Partikel. Mit den zur Verfügung stehenden experimentellen Aufbauten wurde  $R$  im Bereich von 0,2..8,3 mT/s variiert. Dabei zeigt sich ein moderater Anstieg der Schaltfelder mit wachsendem  $R$ . Prinzipiell muss die Messrate beim Vergleich verschiedener Messungen berücksichtigt werden. Insgesamt ist die Ratenabhängigkeit der Schaltfelder im untersuchten Bereich aber so klein, dass eine geringfügige Abweichung der Messrate die Schaltfelder nicht signifikant beeinflusst.

Aus der Schaltfeldverteilung bei Raumtemperatur, sowie der Temperatur- und Ratenabhängigkeit des mittleren Schaltfelds kann im Rahmen des Néel-Brown-Modells die Anisotropieenergie  $E_0 = KV$  und das Anisotropiefeld  $H_K = \frac{2K}{\mu_0 M_s}$  bestimmt werden. Die magnetische Charakterisierung mittels dieser drei Methoden führt bei demselben Partikel zu unterschiedlichen Anpassungsparametern. Dies ist einerseits auf die genannten Abweichungen vom idealen SW-Partikel und andererseits auf die Genauigkeit der angewendeten Methoden zurückzuführen.

Mit dem AHE-Aufbau lassen sich auch zeitaufgelöste Messungen durchführen. Die Auflösung der Messelektronik beträgt hierbei 120 ms. Damit lässt sich prinzipiell das thermisch angeregte Schalten der Teilchen beobachten. Da die untersuchten Nanopartikel bei RT thermisch stabil sind, muss dazu entweder die Temperatur erhöht oder die Energiebarriere zwischen den beiden magnetischen Zuständen verringert werden. Letzteres kann

durch ein Magnetfeld erfolgen, das exakt senkrecht zur magnetischen Vorzugsachse angelegt wird. Ist dieses Feld leicht fehlorientiert, so dass ein Feldbeitrag entlang der leichten Richtung der Magnetisierbarkeit existiert, tritt der vom Feld begünstigte Zustand beim thermischen Schalten häufiger auf. Folglich lässt sich die Verkippung der magnetischen Vorzugsrichtung der Teilchen mit dieser Messmethode sehr genau bestimmen. Da jedoch kein Vektormagnetfeld zur Verfügung steht, ist die Verkippung mit dieser Methode nur in der Ebene messbar, in der das Magnetfeld gedreht werden kann.

Zusammenfassend hat sich herausgestellt, dass sich die hergestellten Partikel nicht mit dem NB-Modell beschreiben lassen. Maßgeblich verantwortlich hierfür ist wahrscheinlich die Modifizierung der magnetischen Eigenschaften am Rand der Partikel und die - zumindest in der Richtung senkrecht zu der Rotationsebene des Magnetfelds - unbekanntes Verkippung der magnetischen Vorzugsrichtung. Die Randbereiche werden hauptsächlich durch die Redeposition gesputterten Materials verändert, die sich weitgehend durch die Verwendung einer höheren Energie der  $\text{Ar}^+$ -Ionen beim Sputterprozess und kleinere Schichtdicken des Co/Pt-Schichtsystems verhindern lässt. Der Übergang zu Schattenmasken, die während des  $\text{Ar}^+$ -Sputterns weniger stark abgetragen werden, könnte die Beschädigung der Randbereiche durch das Sputtern weiter reduzieren.

Die Verkippung der magnetischen Vorzugsrichtungen der Partikel hat einen starken Einfluss auf deren magnetische Eigenschaften. Durch die Wahl eines anderen Substrats oder anderer Methoden zur Herstellung der Co/Pt-Multilage könnte deren Kristallinität verbessert und die mittlere Verkippung reduziert werden. Trotzdem ist es wichtig, die genaue Verkippung der Teilchen zu bestimmen. Dies ist mit dem vorhandenen Aufbau derzeit nicht möglich. Ein 3D-Vektormagnet, wie er beispielsweise für die Bestimmung der 3D-Schaltfeldverteilung von BaFeO-Nanopartikeln oder Co-Clustern eingesetzt wurde [65, 66, 296, 297, 298], könnte hier Abhilfe schaffen.

Im Folgenden wird die empfohlene experimentelle Vorgehensweise zur systematischen Charakterisierung magnetischer Nanopartikel vorgestellt. Sofern sich mehrere Partikel auf dem Hall-Kreuz befinden, müssen diese zunächst den jeweiligen AHE-Signalen über die in Abschnitt 12.3 vorgestellte Methode zugewiesen werden. Die genaue Verkippung der leichten Achse der Partikel sollte entweder über die 3D-Schaltfeldverteilung oder über das thermisch aktivierte Schalten über eine Energiebarriere, die mittels eines äußeren Magnetfelds abgesenkt wird, bestimmt werden. Ist die 3D-Schaltfeldverteilung rotations-symmetrisch, liegt eine uniaxiale Anisotropie vor. In diesem Fall lassen sich die Anisotropiekonstanten 1. und 2. Ordnung über eine verallgemeinerte Form der Sucksmith-Thompson-Methode [100, 295, 77] bestimmen. Hierbei wird die Magnetisierung mit einem äußeren Magnetfeld, das einen großen Winkel (z.B.  $80^\circ$ ) mit der Probenormalen einschließt, aus der magnetischen Vorzugsrichtung ausgelenkt. Aus dem mittels AHE aufgezeichneten Verlauf der senkrechten Magnetisierungskomponente bei einer sukzessiven Verringerung der Feldstärke lässt sich die Anisotropie bestimmen [295]. Weist die Schaltfeldverteilung keine Rotationssymmetrie auf, kann die Anisotropie über einen von A. Thiaville entwickelten geometrischen Ansatz bestimmt werden [299]. Wurde auf die Be-

stimmung der 3D-Schaltfeldverteilung verzichtet, sollte jetzt die Winkelabhängigkeit des mittleren Schaltfelds bei niedriger Temperatur gemessen werden, um thermische Anregungen ausschließen zu können und einen Vergleich mit dem SW-Modell zu ermöglichen. Dabei muss darauf geachtet werden, dass die möglicherweise gegenüber der Probennormalen verkippte magnetische Vorzugsrichtung in der Ebene liegt, in der das Magnetfeld rotiert wird. Zuletzt sollte die Temperatur- und Ratenabhängigkeit des mittleren Schaltfelds untersucht werden. Hieraus lässt sich eine Masterkurve konstruieren, aus der sich die Anisotropieenergie  $E_0$ , das Anisotropiefeld  $H_K$ , die Schaltversuchsfrequenz  $f_0$  und der in dem Ausdruck für die Energiebarriere  $E_b(H)$  auftretende Exponent  $n$  (siehe Gl. 7.4) bestimmen lässt [62, 300].

## Literatur

- [1] H. J. RICHTER, “The transition from longitudinal to perpendicular recording”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, R149 (2007).
- [2] R. WHITE, R. NEWT, AND R. PEASE, “Patterned media: a viable route to 50 Gbit/in<sup>2</sup> and up for magnetic recording?”, *IEEE Trans. Magn.* **33**, 990 (1997).
- [3] C. ROSS, “Patterned magnetic recording media”, *Annu. Rev. Mater. Res.* **31**, 203 (2001).
- [4] B. D. TERRIS, T. THOMSON, AND G. HU, “Patterned media for future magnetic data storage”, *Microsyst. Technol.* **13**, 189 (2006).
- [5] M. N. BAIBICH, J. M. BROTO, A. FERT, F. N. VAN DAU, F. PETROFF, P. ETIENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH, AND J. CHAZELAS, “Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices”, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [6] G. BINASCH, P. GRÜNBERG, F. SAURENBACH, AND W. ZINN, “Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange”, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [7] J. S. MOODERA, L. R. KINDER, T. M. WONG, AND R. MESERVEY, “Large magnetoresistance at room-temperature in ferromagnetic thin-film tunnel-junctions”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273 (1995).
- [8] T. MIYAZAKI AND N. TEZUKA, “Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Fe junction”, *J. Magn. Magn. Mater.* **139**, L231 (1995).
- [9] S. A. WOLF, D. D. AWSCHALOM, R. A. BUHRMAN, J. M. DAUGHTON, S. VON MOLNÁR, M. L. ROUKES, A. Y. CHTCHELKANOVA, AND D. M. TREGER, “Spintronics: A spin-based electronics vision for the future”, *Science* **294**, 1488 (2001).
- [10] J. F. GREGG, I. PETEJ, E. JOUGUELET, AND C. DENNIS, “Spin electronics - a review”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35**, R121 (2002).
- [11] I. ZUTIC, J. FABIAN, AND S. DAS SARMA, “Spintronics: Fundamentals and applications”, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
- [12] S. D. BADER AND S. S. P. PARKIN, “Spintronics”, *Annu. Rev. Cond. Mat. Phys.* **1**, 71 (2010).
- [13] S. A. WOLF, J. LU, M. STAN, E. CHEN, AND D. TREGER, “The promise of nanomagnetism and spintronics for future logic and universal memory”, *Proc. IEEE* **98**, 2155 (2010).

- [14] J. C. SŁONCZEWSKI, “Current-driven excitation of magnetic multilayers”, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
- [15] L. BERGER, “Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current”, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
- [16] M. TSOI, A. G. M. JANSEN, J. BASS, W.-C. CHIANG, M. SECK, V. TSOI, AND P. WYDER, “Excitation of a magnetic multilayer by an electric current”, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4281 (1998).
- [17] D. RALPH AND M. STILES, “Spin transfer torques”, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1190 (2008).
- [18] L. BERGER, “Exchange interaction between electric-current and magnetic domain-wall containing bloch lines”, *J. Appl. Phys.* **63**, 1663 (1988).
- [19] E. SALHI AND L. BERGER, “Current-induced displacements of bloch walls in Ni-Fe films of thickness 120-740 nm”, *J. Appl. Phys.* **76**, 4787 (1994).
- [20] G. TATARA AND H. KOHNO, “Theory of current-driven domain wall motion: Spin transfer versus momentum transfer”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 086601 (2004).
- [21] A. THIAVILLE, Y. NAKATANI, J. MILTAT, AND Y. SUZUKI, “Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires”, *Europhys. Lett.* **69**, 990 (2005).
- [22] J. A. KATINE, F. J. ALBERT, R. A. BUHRMAN, E. B. MYERS, AND D. C. RALPH, “Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars”, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3149 (2000).
- [23] J. GROLLIER, V. CROS, A. HAMZIC, J. M. GEORGE, H. JAFFRES, A. FERT, G. FAINI, J. BEN YOUSSEF, AND H. LEGALL, “Spin-polarized current induced switching in Co/Cu/Co pillars”, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3663 (2001).
- [24] Y. M. HUAI, F. ALBERT, P. NGUYEN, M. PAKALA, AND T. VALET, “Observation of spin-transfer switching in deep submicron-sized and low-resistance magnetic tunnel junctions”, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3118 (2004).
- [25] R. P. COWBURN AND M. E. WELLAND, “Room temperature magnetic quantum cellular automata”, *Science* **287**, 1466 (2000).
- [26] A. IMRE, G. CSABA, L. JI, A. ORLOV, G. H. BERNSTEIN, AND W. POROD, “Majority logic gate for magnetic quantum-dot cellular automata”, *Science* **311**, 205 (2006).

- [27] S. S. P. PARKIN, K. P. ROCHE, M. G. SAMANT, P. M. RICE, R. B. BEYERS, R. E. SCHEUERLEIN, E. J. O’SULLIVAN, S. L. BROWN, J. BUCCHIGANO, D. W. ABRAHAM, Y. LU, M. ROOKS, P. L. TROUILLOUD, R. A. WANNER, AND W. J. GALLAGHER, “Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to non-volatile magnetic random access memory (invited)”, *J. Appl. Phys.* **85**, 5828 (1999).
- [28] J. AKERMAN, “Toward a universal memory”, *Science* **308**, 508 (2005).
- [29] S. S. P. PARKIN, M. HAYASHI, AND L. THOMAS, “Magnetic domain-wall race-track memory”, *Science* **320**, 190 (2008).
- [30] T. KAWAHARA, R. TAKEMURA, K. MIURA, J. HAYAKAWA, S. IKEDA, Y. LEE, R. SASAKI, Y. GOTO, K. ITO, T. MEGURO, F. MATSUKURA, H. TAKAHASHI, H. MATSUOKA, AND H. OHNO, *2Mb spin-transfer torque RAM (SPRAM) with bit-by-bit bidirectional current write and parallelizing-direction current read*, (Solid-State Circuits Conference, 2007. Digest of Technical Papers. IEEE International 2007).
- [31] C. TSANG, R. FONTANA, T. LIN, D. HEIM, V. S. SPERIOSU, B. GURNEY, AND M. WILLIAMS, “Design, fabrication and testing of spin-valve read heads for high density recording”, *IEEE Trans. Magn.* **30**, 3801 (1994).
- [32] T. KAGAMI, T. KUWASHIMA, S. MIURA, T. UESUGI, K. BARADA, N. OHTA, N. KASAHARA, K. SATO, T. KANAYA, H. KIYONO, N. HACHISUKA, S. SARUKI, K. INAGE, N. TAKAHASHI, AND K. TERUNUMA, “A performance study of next generation’s TMR heads beyond 200 Gb/in<sup>2</sup>”, *IEEE Trans. Magn.* **42**, 93 (2006).
- [33] S. MAO, Y. CHEN, F. LIU, X. CHEN, B. XU, P. LU, M. PATWARI, H. XI, C. CHANG, B. MILLER, D. MENARD, B. PANT, J. LOVEN, K. DUXSTAD, S. LI, Z. ZHANG, A. JOHNSTON, R. LAMBERTON, M. GUBBINS, T. McLAUGHLIN, J. GADBOIS, J. DING, B. CROSS, S. XUE, AND P. RYAN, “Commercial TMR heads for hard disk drives: characterization and extendibility at 300 Gbit/in<sup>2</sup>”, *IEEE Trans. Magn.* **42**, 97 (2006).
- [34] H. KATAYAMA, S. SAWAMURA, Y. OGIMOTO, J. NAKAJIMA, K. KOJIMA, AND K. OHTA, “New magnetic recording method using laser assisted read/write technologies.”, *J. Magn. Soc. Jpn.* **23**, S1 233 (1999).
- [35] J. J. M. RUIGROK, R. COEHOORN, S. R. CUMPSON, AND H. W. KESTEREN, “Disk recording beyond 100 Gb/in<sup>2</sup>: Hybrid recording? (invited)”, *J. Appl. Phys.* **87**, 5398 (2000).
- [36] M. ALEX, A. TSELIKOV, T. MCDANIEL, N. DEEMAN, T. VALET, AND D. CHEN, “Characteristics of thermally assisted magnetic recording”, *IEEE Trans. Magn.* **37**, 1244 (2001).

- [37] H. F. HAMANN, Y. C. MARTIN, AND H. K. WICKRAMASINGHE, “Thermally assisted recording beyond traditional limits”, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 810 (2004).
- [38] J. MARTIN, J. NOGUS, K. LIU, J. VICENT, AND I. K. SCHULLER, “Ordered magnetic nanostructures: fabrication and properties”, *J. Magn. Magn. Mater.* **256**, 449 (2003).
- [39] Z. Z. BANDIC, E. A. DOBISZ, T. W. WU, AND T. R. ALBRECHT, “Patterned magnetic media: impact of nanoscale - Patterning on hard disk drives”, *Solid State Technol. Supplement S*, 7 (2006).
- [40] A. KIKITSU, Y. KAMATA, M. SAKURAI, AND K. NAITO, “Recent progress of patterned media”, *IEEE Trans. Magn.* **43**, 3685 (2007).
- [41] T. THOMSON, G. HU, AND B. D. TERRIS, “Intrinsic distribution of magnetic anisotropy in thin films probed by patterned nanostructures”, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 257204 (2006).
- [42] J. M. SHAW, H. T. NEMBACH, T. J. SILVA, S. E. RUSSEK, R. GEISS, C. JONES, N. CLARK, T. LEO, AND D. J. SMITH, “Effect of microstructure on magnetic properties and anisotropy distributions in Co/Pd thin films and nanostructures”, *Phys. Rev. B* **80**, 184419 (2009).
- [43] J. M. SHAW, S. E. RUSSEK, T. THOMSON, M. J. DONAHUE, B. D. TERRIS, O. HELLWIG, E. DOBISZ, AND M. L. SCHNEIDER, “Reversal mechanisms in perpendicularly magnetized nanostructures”, *Phys. Rev. B* **78**, 024414 (2008).
- [44] J. KALEZHI, J. MILES, AND B. BELLE, “Dependence of switching fields on island shape in bit patterned media”, *IEEE Trans. Magn.* **45**, 3531 (2009).
- [45] J. LEE, C. BROMBACHER, J. FIDLER, B. DYMERSKA, D. SUESS, AND M. ALBRECHT, “Contribution of the easy axis orientation, anisotropy distribution and dot size on the switching field distribution of bit patterned media”, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 062505 (2011).
- [46] M. PARDAVI-HORVATH, G. ZHENG, G. VERTESY, AND A. MAGNI, “Interaction effects in switching of a two dimensional array of small particles”, *IEEE Trans. Magn.* **32**, 4469 (1996).
- [47] M. HWANG, “Magnetic force microscopy study of interactions in 100 nm period nanomagnet arrays”, *J. Appl. Phys.* **87**, 5108 (2000).
- [48] V. NOVOSAD, K. Y. GUSLIENKO, H. SHIMA, Y. OTANI, S. G. KIM, K. FUKAMICHI, N. KIKUCHI, O. KITAKAMI, AND Y. SHIMADA, “Effect of interdot magnetostatic interaction on magnetization reversal in circular dot arrays”, *Phys. Rev. B* **65**, 060402 (2002).

- [49] S. A. MAJETICH AND M. SACHAN, “Magnetostatic interactions in magnetic nanoparticle assemblies: energy, time and length scales”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39**, R407 (2006).
- [50] Y. MARTIN AND H. K. WICKRAMASINGHE, “Magnetic imaging by ”force microscopy” with 1000 Å resolution”, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1455 (1987).
- [51] R. WIESENDANGER, H.-J. GÜNTHERODT, G. GÜNTHERODT, R. J. GAMBINO, AND R. RUF, “Observation of vacuum tunneling of spin-polarized electrons with the scanning tunneling microscope”, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 247 (1990).
- [52] R. WIESENDANGER, I. V. SHVETS, D. BÜRGLER, G. TARRACH, H. J. GÜNTHERODT, J. M. D. COEY, AND S. GRÄSER, “Topographic and magnetic-sensitive scanning tunneling microscope study of magnetite”, *Science* **255**, 583 (1992).
- [53] M. BODE, O. PIETZSCH, A. KUBETZKA, AND R. WIESENDANGER, “Shape-dependent thermal switching behavior of superparamagnetic nanoislands”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 067201 (2004).
- [54] F. MEIER, K. VON BERGMANN, P. FERRIANI, J. WIEBE, M. BODE, K. HASHIMOTO, S. HEINZE, AND R. WIESENDANGER, “Spin-dependent electronic and magnetic properties of Co nanostructures on Pt(111) studied by spin-resolved scanning tunneling spectroscopy”, *Phys. Rev. B* **74**, 195411 (2006).
- [55] W. WULFHEKEL AND J. KIRSCHNER, “Spin-polarized scanning tunneling microscopy of magnetic structures and antiferromagnetic thin films”, *Annu. Rev. Mater. Res.* **37**, 69 (2007).
- [56] R. WIESENDANGER, “Spin mapping at the nanoscale and atomic scale”, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1495 (2009).
- [57] U. KAISER, A. SCHWARZ, AND R. WIESENDANGER, “Magnetic exchange force microscopy with atomic resolution”, *Nature* **446**, 522 (2007).
- [58] M. LEDERMAN, S. SCHULTZ, AND M. OZAKI, “Measurement of the dynamics of the magnetization reversal in individual single-domain ferromagnetic particles”, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1986 (1994).
- [59] T. CHANG AND J. G. ZHU, “Angular-dependence measurement of individual barium ferrite recording particles near the single-domain size”, *J. Appl. Phys.* **75**, 5553 (1994).
- [60] A. FERNANDEZ, M. GIBBONS, M. WALL, AND C. CERJAN, “Magnetic domain structure and magnetization reversal in submicron-scale Co dots”, *J. Magn. Magn. Mater.* **190**, 71 (1998).

- [61] W. WERNSDORFER, K. HASSELBACH, D. MAILLY, B. BARBARA, A. BENOIT, L. THOMAS, AND G. SURAN, “Magnetization of single magnetic particles”, *J. Magn. Magn. Mater.* **140-144**, Part 1, 389 (1995).
- [62] W. WERNSDORFER, E. B. OROZCO, K. HASSELBACH, A. BENOIT, B. BARBARA, N. DEMONCY, A. LOISEAU, H. PASCARD, AND D. MAILLY, “Experimental evidence of the Neel-Brown model of magnetization reversal”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1791 (1997).
- [63] W. WERNSDORFER, D. MAILLY, AND A. BENOIT, “Single nanoparticle measurement techniques”, *J. Appl. Phys.* **87**, 5094 (2000).
- [64] W. WERNSDORFER, “From micro- to nano-squids: applications to nanomagnetism”, *Supercond. Sci. Technol.* **22**, 064013 (2009).
- [65] E. BONET, W. WERNSDORFER, B. BARBARA, A. BENOIT, D. MAILLY, AND A. THIAVILLE, “Three-dimensional magnetization reversal measurements in nanoparticles”, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4188 (1999).
- [66] E. BONET OROZCO, “Uniform rotation of magnetization measured in single nanometer-sized particles”, *J. Appl. Phys.* **87**, 5097 (2000).
- [67] E. HALL, “On the rotational coefficient in nickel and cobalt”, *Philos. Mag.* **12**, 157 (1881).
- [68] R. KARPLUS AND J. M. LUTTINGER, “Hall effect in ferromagnetics”, *Phys. Rev.* **95**, 1154 (1954).
- [69] J. M. LUTTINGER, “Theory of the Hall effect in ferromagnetic substances”, *Phys. Rev.* **112**, 739 (1958).
- [70] L. BERGER, “Side-jump mechanism for the Hall effect of ferromagnets”, *Phys. Rev. B* **2**, 4559 (1970).
- [71] C. M. HURD, *The Hall Effect in Metals and Alloys*, (Plenum Press, New York 1972).
- [72] N. KIKUCHI, “Sensitive detection of irreversible switching in a single FePt nanosized dot”, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 4313 (2003).
- [73] N. KIKUCHI, R. MURILLO, AND J. LODDER, “AHE measurements of very thin films and nanosized dots”, *J. Magn. Magn. Mater.* **287**, 320 (2005).
- [74] N. KIKUCHI, “Anomalous Hall-effect measurement study on Co/Pt nanosized dot”, *J. Appl. Phys.* **97**, 10J713 (2005).
- [75] N. KIKUCHI, “Magnetization reversal process and bistability of Co/Pt multilayer dot”, *J. Appl. Phys.* **103**, 07C510 (2008).

- [76] J. B. C. ENGELEN, M. DELALANDE, A. J. LE FEBRE, T. BOLHUIS, T. SHIMATSU, N. KIKUCHI, L. ABELMANN, AND J. C. LODDER, “Thermally induced switching field distribution of a single CoPt dot in a large array”, *Nanotechnology* **21**, 035703 (2010).
- [77] T. SHIMATSU, H. KATAOKA, K. MITSUZUKA, H. AOI, N. KIKUCHI, AND O. KITAKAMI, “Dry-etching damage to magnetic anisotropy of Co-Pt dot arrays characterized using anomalous Hall effect”, *J. Appl. Phys.* **111**, 07B908 (2012).
- [78] P. F. CARCIA, “Perpendicular magnetic-anisotropy in Pd/Co and Pt/Co thin-film layered structures”, *J. Appl. Phys.* **63**, 5066 (1988).
- [79] Z. G. LI AND P. F. CARCIA, “Microstructural dependence of magnetic-properties of Pt/Co multilayer thin-films”, *J. Appl. Phys.* **71**, 842 (1992).
- [80] M. WELHÖFER, M. WEISSENBORN, R. ANTON, S. PÜTTER, AND H. P. OEPEN, “Morphology and magnetic properties of ECR ion beam sputtered Co/Pt films”, *J. Magn. Magn. Mater.* **292**, 345 (2005).
- [81] S. FIEDLER, H. STILLRICH, AND H. P. OEPEN, “Magneto-optic properties of electron cyclotron resonance ion beam sputtered and magnetron sputtered Co/Pt multilayers”, *J. Appl. Phys.* **102**, 083906 (2007).
- [82] H. STILLRICH, *Magnetische Nanostrukturen basierend auf Co/Pt-Multilagern, hergestellt mittels selbstorganisierter Masken aus Blockcopolymer-Micellen*, Ph.D. thesis, Universität Hamburg (2007).
- [83] H. STILLRICH, C. MENK, R. FRÖMTER, AND H. P. OEPEN, “Magnetic anisotropy and the cone state in Co/Pt multilayer films”, *J. Appl. Phys.* **105**, 07C308 (2009).
- [84] H. STILLRICH, C. MENK, R. FRÖMTER, AND H. P. OEPEN, “Magnetic anisotropy and spin reorientation in Co/Pt multilayers: Influence of preparation”, *J. Magn. Mater.* **322**, 1353 (2010).
- [85] A. FRÖMSDORF, A. KORNOWSKI, S. PÜTTER, H. STILLRICH, AND L.-T. LEE, “Highly ordered nanostructured surfaces obtained with silica-filled diblock-copolymer micelles as templates”, *Small* **3**, 880 (2007).
- [86] H. STILLRICH, A. FRÖMSDORF, S. PÜTTER, S. FÖRSTER, AND H. P. OEPEN, “Sub-20 nm magnetic dots with perpendicular magnetic anisotropy”, *Adv. Funct. Mater.* **18**, 76 (2008).
- [87] A. NEUMANN, N. FRANZ, G. HOFFMANN, A. MEYER, AND H. P. OEPEN, “Fabrication of magnetic Co/Pt nanodots utilizing filled diblock copolymers”, *Open Surf. Sc. J.* **4**, 55 (2012).

- [88] S. HESSE, *Untersuchung magnetischer Nanostrukturen mittels Anomalen Hall-Effekts und Anisotropen Magnetowiderstands*, Master's thesis, Universität Hamburg (2008).
- [89] A. KOBBS, S. HESSE, W. KREUZPAINTNER, G. WINKLER, D. LOTT, P. WEINBERGER, A. SCHREYER, AND H. P. OEPEN, "Anisotropic interface magnetoresistance in Pt/Co/Pt sandwiches", *Phys. Rev. Lett.* **106**, 217207 (2011).
- [90] A. KOBBS, S. HESSE, H. OEPEN, AND P. WEINBERGER, "Anisotropic interface magnetoresistances in Pt(111)/Co<sub>n</sub>/Pt(111)", *Philos. Mag.* **92**, 2835 (2012).
- [91] A. NEUMANN, C. THÖNNISSEN, A. FRAUEN, S. HESSE, A. MEYER, AND H. P. OEPEN, "Probing the magnetic behavior of single nanodots", *Nano Lett.* **13**, 2199 (2013).
- [92] A. KOBBS, *Magnetogalvanic effects in ferromagnets of reduced dimensions*, Ph.D. thesis, Universität Hamburg (2013).
- [93] R. O'HANDLEY, *Modern Magnetic Materials - Principles and Applications*, (Wiley 2000).
- [94] S. CHIKAZUMI, *Physics of Ferromagnetism*, (Oxford Science Publications 1997).
- [95] S. BLUNDELL, *Magnetism in Condensed Matter*, (Oxford University Press 2001).
- [96] A. AHARONI, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*, (Oxford University Press 1996).
- [97] C. KITTEL, *Einführung in die Festkörperphysik*, (R. Oldenbourg Verlag 1999).
- [98] S. BLÜGEL, *Magnetische Anisotropie und Magnetostriktion*, (Forschungszentrum Jülich GmbH 1999).
- [99] H. IBACH AND H. LÜTH, *Festkörperphysik*, (Springer Verlag 2002).
- [100] W. SUCKSMITH AND J. E. THOMPSON, "The magnetic anisotropy of cobalt", *Proc. Roy. Soc. London, Series A* **225**, 362 (1954).
- [101] M. B. STEARNS, *Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, (Springer-Verlag 1986).
- [102] D. WELLER, A. CARL, R. SAVOY, T. HUANG, M. TONEY, AND C. CHAPPERT, "Structural transitions and magnetic anisotropy in ultrathin Co wedges on Pt(111) investigated with the magneto-optical Kerr effect", *J. Phys. Chem. Solids* **56**, 1563 (1995).

- [103] S. GREAVES, A. PETFORD-LONG, Y.-H. KIM, R. POLLARD, P. GRUNDY, AND J. JAKUBOVICS, “A magnetic and high resolution structural investigation of Pt/Co multilayers”, *J. Magn. Magn. Mater.* **113**, 63 (1992).
- [104] J. H. KIM AND S. C. SHIN, “Interface roughness effects on the surface anisotropy in Co/Pt multilayer films”, *J. Appl. Phys.* **80**, 3121 (1996).
- [105] M. T. JOHNSON, P. J. H. BLOEMEN, F. J. A. DEN BROEDER, AND J. J. DE VRIES, “Magnetic anisotropy in metallic multilayers”, *Rep. Prog. Phys.* **59**, 1409 (1996).
- [106] D. SANDER, “The magnetic anisotropy and spin reorientation of nanostructures and nanoscale films”, *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, R603 (2004).
- [107] D. SANDER, “The correlation between mechanical stress and magnetic anisotropy in ultrathin films”, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 809 (1999).
- [108] C. CHAPPERT AND P. BRUNO, “Magnetic anisotropy in metallic ultrathin films and related experiments on cobalt films (invited)”, *J. Appl. Phys.* **64**, 5736 (1988).
- [109] P. DRUDE, “Zur Elektronentheorie der Metalle”, *Ann. Phys.* **306**, 566 (1900).
- [110] J. M. ZIMAN, *Electrons and Photons*, (Oxford University Press, Ely House, London W. 1 1960).
- [111] J. S. DUGDALE AND Z. S. BASINSKI, “Mathiessens rule and anisotropic relaxation times”, *Phys. Rev.* **157**, 552 (1967).
- [112] J. BASS, “Deviations from matthiessens rule”, *Adv. Phys.* **21**, 431 (1972).
- [113] B. J. HICKEY, G. J. MORGAN, AND M. A. HOWSON, *Lecture Notes in Physics - Basic Electron Transport*, (Springer Verlag Berlin Heidelberg 2001).
- [114] I. STONE, “On the electrical resistance of thin films”, *Phys. Rev. (Series I)* **6**, 1 (1898).
- [115] J. J. THOMSON, “On the theory of electric conduction through thin metallic films”, *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **11**, 118 (1901).
- [116] K. FUCHS, “The conductivity of thin metallic films according to the electron theory of metals”, *Math. Proc. Cambridge Philos. Soc.* **34**, 100 (1938).
- [117] E. H. SONDHEIMER, “The mean free path of electrons in metals”, *Adv. Phys.* **1**, 1 (1952).

- [118] G. FISCHER, H. HOFFMANN, AND J. VANCEA, “Mean free path and density of conductance electrons in platinum determined by the size effect in extremely thin films”, *Phys. Rev. B* **22**, 6065 (1980).
- [119] J. P. JAN, “Galvanomagnetic and thermomagnetic effects in metals”, *Solid State Phys.* **5**, 1 (1957).
- [120] C. M. HURD, “Galvanomagnetic effects in anisotropic metals”, *Adv. Phys.* **23**, 315 (1974).
- [121] W. DÖRING, “Die Abhängigkeit des Widerstandes von Nickelkristallen von der Richtung der spontanen Magnetisierung”, *Ann. Phys.* **424**, 259 (1938).
- [122] L. ONSAGER, “Reciprocal relations in irreversible processes. I.”, *Phys. Rev.* **37**, 405 (1931).
- [123] L. ONSAGER, “Reciprocal relations in irreversible processes. II.”, *Phys. Rev.* **38**, 2265 (1931).
- [124] J. F. NYE, *Physical properties of crystals - Their representation by tensors and matrices*, (Oxford University Press, Amen House, London E.C.4 1957).
- [125] W. THOMSON, “On the electro-dynamic qualities of metals:—effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and of iron”, *Proc. Roy. Soc. London* **8**, 546 (1856).
- [126] T. MCGUIRE AND R. POTTER, “Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys”, *IEEE Trans. Magn.* **11**, 1018 (1975).
- [127] P. P. FREITAS, A. A. GOMES, T. R. MCGUIRE, AND T. S. PLASKETT, “Anisotropic magnetoresistance in Co films”, *J. Magn. Magn. Mater.* **83**, 113 (1990).
- [128] J. SMIT, “Magnetoresistance of ferromagnetic metals and alloys at low temperatures”, *Physica* **17**, 612 (1951).
- [129] L. BERGER, “Influence of spin-orbit interaction on the transport processes in ferromagnetic nickel alloys, in the presence of a degeneracy of the 3d band”, *Physica* **30**, 1141 (1964).
- [130] R. I. POTTER, “Magnetoresistance anisotropy in ferromagnetic NiCu alloys”, *Phys. Rev. B* **10**, 4626 (1974).
- [131] J. BANHART AND H. EBERT, “First-principles theory of spontaneous-resistance anisotropy and spontaneous Hall-effect in disordered ferromagnetic-alloys”, *Europhys. Lett.* **32**, 517 (1995).

- [132] T. T. CHEN AND V. A. MARSOCCI, “Transverse magnetoresistivity anisotropy measurements and the geometrical size effect in nickel thin films”, *J. Appl. Phys.* **43**, 1554 (1972).
- [133] T. G. S. M. RIJKS, S. K. J. LENCZOWSKI, R. COEHOORN, AND W. J. M. DEJONGE, “In-plane and out-of-plane anisotropic magnetoresistance in Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> thin films”, *Phys. Rev. B* **56**, 362 (1997).
- [134] W. GIL, D. GÖRLITZ, M. HORISBERGER, AND J. KÖTZLER, “Magnetoresistance anisotropy of polycrystalline cobalt films: Geometrical-size and domain effects”, *Phys. Rev. B* **72**, 134401 (2005).
- [135] C. HERRING AND C. KITTEL, “On the theory of spin waves in ferromagnetic media”, *Phys. Rev.* **81**, 869 (1951).
- [136] L. F. LIU, W. Y. ZHOU, S. S. XIE, O. ALBRECHT, AND K. NIELSCH, “Microstructure and temperature-dependent magnetic properties of Co/Pt multilayered nanowires”, *Chem. Phys. Lett.* **466**, 165 (2008).
- [137] B. RAQUET, M. VIRET, E. SONDERGARD, O. CESPEDES, AND R. MAMY, “Electron-magnon scattering and magnetic resistivity in 3d ferromagnets”, *Phys. Rev. B* **66**, 024433 (2002).
- [138] B. RAQUET, M. VIRET, P. WARIN, E. SONDERGARD, AND R. MAMY, “Negative high field magnetoresistance in 3d ferromagnets”, *Physica B* **294–295**, 102 (2001).
- [139] B. RAQUET, M. VIRET, J. M. BROTO, E. SONDERGARD, O. CESPEDES, AND R. MAMY, “Magnetic resistivity and electron–magnon scattering in 3d ferromagnets”, *J. Appl. Phys.* **91**, 8129 (2002).
- [140] M. KOHLER, “Zur magnetischen Widerstandsänderung reiner Metalle”, *Ann. Phys.* **424**, 211 (1938).
- [141] E. HALL, “On a new action of the magnet on electric currents”, *Am. J. Math.* **2**, 287 (1879).
- [142] R. JAGGI AND F. HULLIGER, *Landolt-Börnstein - Band II Elektrische Eigenschaften I*, (Springer-Verlag 1965).
- [143] E. M. PUGH, “Hall effect and the magnetic properties of some ferromagnetic materials”, *Phys. Rev.* **36**, 1503 (1930).
- [144] E. M. PUGH AND T. W. LIPPERT, “Hall e.m.f. and intensity of magnetization”, *Phys. Rev.* **42**, 709 (1932).
- [145] N. NAGAOSA, J. SINOVA, S. ONODA, A. H. MACDONALD, AND N. P. ONG, “Anomalous Hall effect”, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1539 (2010).

- [146] J. KÖTZLER AND W. GIL, “Anomalous Hall resistivity of cobalt films: Evidence for the intrinsic spin-orbit effect”, *Phys. Rev. B* **72**, 060412 (2005).
- [147] J. SMIT, “The spontaneous Hall effect in ferromagnetics I”, *Physica* **21**, 877 (1955).
- [148] J. SMIT, “The spontaneous Hall effect in ferromagnetics II”, *Physica* **24**, 39 (1958).
- [149] S. P. MCALISTER AND C. M. HURD, “Hall effect in 3d-transition metals and alloys”, *J. Appl. Phys.* **50**, 7526 (1979).
- [150] N. A. SINITSYN, “Semiclassical theories of the anomalous Hall effect”, *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 023201 (2008).
- [151] S. ZHANG, “Extraordinary Hall effect in magnetic multilayers”, *Phys. Rev. B* **51**, 3632 (1995).
- [152] A. GERBER, A. MILNER, M. KARPOVSKY, B. LEMKE, H. U. HABERMEIER, J. TUAILLON-COMBES, M. NEGRIER, O. BOISRON, P. MELINON, AND A. PEREZ, “Extraordinary Hall effect in magnetic films”, *J. Magn. Magn. Mater.* **242**, 90 (2002).
- [153] A. GERBER, A. MILNER, L. GOLDSHMIT, M. KARPOVSKI, B. LEMKE, H. U. HABERMEIER, AND A. SULPICE, “Effect of surface scattering on the extraordinary Hall coefficient in ferromagnetic films”, *Phys. Rev. B* **65**, 054426 (2002).
- [154] A. GERBER, A. MILNER, A. FINKLER, M. KARPOVSKI, L. GOLDSMITH, J. TUAILLON-COMBES, O. BOISRON, P. MELINON, AND A. PEREZ, “Correlation between the extraordinary Hall effect and resistivity”, *Phys. Rev. B* **69**, 224403 (2004).
- [155] R. ANTON, T. WIEGNER, W. NAUMANN, M. LIEBMANN, C. KLEIN, AND C. BRADLEY, “Design and performance of a versatile, cost-effective microwave electron cyclotron resonance plasma source for surface and thin film processing”, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 1177 (2000).
- [156] E. D. MCCLANAHAN AND N. LAEGREID, *Production of thin films by controlled deposition of sputtered material - Sputtering By Particle Bombardment III - Characteristics of Sputtered Particles, Technical Applications*, (Topics In Applied Physics 64, Springer Verlag 1991).
- [157] W. SCHWEIKA, *30. IFF-Ferienkurs 1999, Magnetische Schichtsysteme - Schichtpräparation mit Sputterverfahren*, (Forschungszentrum Jülich GmbH, Institut für Festkörperforschung 1999).
- [158] B. E. WARREN, *X-ray diffraction*, (Dover Publications, Inc., New York 1968).

- [159] D. M. J. ALS-NIELSEN, *Elements of modern x-ray physics*, (John Wiley & Sons , Ltd., New York 2008).
- [160] B. D. CULLITY, *Elements of x-ray diffraction*, (Addison-Wesley Publishing Company, Inc. 1978).
- [161] J. A. C. BLAND AND B. HEINRICH (Eds.) *Ultrathin magnetic films I*, (Springer-Verlag 2005).
- [162] P. SCHERRER, “Bestimmung der Größe und der inneren Struktur von Kolloidteilchen mittels Röntgenstrahlen”, *Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math.- Phys. Kl.* (1918).
- [163] L. G. PARRATT, “Surface studies of solids by total reflection of x-rays”, *Phys. Rev.* **95**, 359 (1954).
- [164] C. BRAUN, “Parrat32 software for reflectivity”, HMI Berlin (1999).
- [165] A. I. IBERS AND W. C. HAMILTON (Eds.) *International Tables for X-Ray Crystallography, Vol. IV Revised and Supplementary Tables to Vol. II and III*, (Kluwer Academic Publishers 1989).
- [166] H. WINDISCHMANN, “Intrinsic stress in sputter-deposited thin-films”, *Crit. Rev. Solid State Mater. Sci.* **17**, 547 (1992).
- [167] N. H. CHO, K. M. KRISHNAN, C. A. LUCAS, AND R. F. C. FARROW, “Microstructure and magnetic-anisotropy of ultrathin Co/Pt multilayers grown on GaAs (111) by molecular-beam epitaxy”, *J. Appl. Phys.* **72**, 5799 (1992).
- [168] B. D. FULTHORPE, D. E. JOYCE, T. P. A. HASE, A. S. H. ROZATIAN, B. K. TANNER, AND P. J. GRUNDY, “The progression of interface structure through sputtered Co/Cu and Co/Pt multilayer films”, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 8477 (1999).
- [169] A. S. H. ROZATIAN, B. D. FULTHORPE, T. P. A. HASE, D. E. READ, G. ASHCROFT, D. E. JOYCE, P. J. GRUNDY, J. AMIGHIAN, AND B. K. TANNER, “Anisotropy and interface structure in sputtered Co/Pt multilayers on Si”, *J. Magn. Mater.* **256**, 365 (2003).
- [170] C. J. CHIEN, R. F. C. FARROW, C. H. LEE, C. J. LIN, AND E. E. MARINERO, “High-resolution transmission electron-microscopy studies of seeded epitaxial Co/Pt superlattices”, *J. Magn. Mater.* **93**, 47 (1991).
- [171] J. F. ANKNER, J. A. BORCHERS, R. F. C. FARROW, AND R. F. MARKS, “Combined low-angle and high-angle x-ray structural refinement of a Co/Pt(111) multilayer exhibiting perpendicular magnetic anisotropy”, *J. Appl. Phys.* **73**, 6427 (1993).

- [172] L. VEGARD, “Die Konstitution der Mischkristalle und die Raumfüllung der Atome”, *Z. Phys. A: Hadron Nucl.* **5**, 17 (1921).
- [173] G. ANDERSSON AND B. HJÖRVARSSON, “Effects of strain on magnetic anisotropy in Fe- and Co-based heterostructures”, *Phase Transit.* **81**, 679 (2008).
- [174] B. ZHANG, K. M. KRISHAN, AND R. F. C. FARROW, “Crystallography of Co/Pt multilayers and nanostructures”, *Ultramicroscopy* **51**, 298 (1993).
- [175] B. ZHANG, K. M. KRISHAN, C. H. LEE, AND R. F. C. FARROW, “Magnetic-anisotropy and lattice strain In Co/Pt multilayers”, *J. Appl. Phys.* **73**, 6198 (1993).
- [176] S. FERRER, J. ALVAREZ, E. LUNDGREN, X. TORRELLES, P. FAJARDO, AND F. BOSCHERINI, “Surface x-ray diffraction from Co/Pt(111) ultrathin films and alloys: Structure and magnetism”, *Phys. Rev. B* **56**, 9848 (1997).
- [177] C. QUIROS, S. M. VALVIDARES, O. ROBACH, AND S. FERRER, “Low-temperature growth favours hcp structure, flatness and perpendicular magnetic anisotropy of thin (1-5 nm) Co films on Pt(111)”, *J. Phys.: Condens. Matter* **17**, 5551 (2005).
- [178] D. E. SAYERS, E. A. STERN, AND F. W. LYTLE, “New technique for investigating noncrystalline structures: Fourier analysis of the extended x-ray-absorption fine structure”, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1204 (1971).
- [179] J. THIELE, R. BELKHOUE, H. BULOUE, O. HECKMANN, H. MAGNAN, P. LEFEVRE, D. CHANDESRI, AND C. GUILLOT, “EXAFS study of the crystallographic structure of cobalt thin films on Pt(111)”, *Surf. Sci.* **384**, 120 (1997).
- [180] H. F. DING, S. PÜTTER, H. P. OEPEN, AND J. KIRSCHNER, “Experimental method for separating longitudinal and polar Kerr signals”, *J. Magn. Magn. Mater.* **212**, L5 (2000).
- [181] R. VOLLMER, *30. IFF-Ferienkurs 1999, Magnetische Schichtsysteme - Lineare und nichtlineare Magneto-optik an ultradünnen ferromagnetischen Schichten und Vielfachschichten*, (Forschungszentrum Jülich GmbH, Institut für Festkörperforschung 1999).
- [182] H. EBERT AND Y. PERLOV, *Magneto-optische Effekte (Theorie)*, (Forschungszentrum Jülich GmbH 1999).
- [183] M. KISIELEWSKI, A. MAZIEWSKI, M. TEKIELAK, J. FERRE, S. LEMERLE, V. MATHET, AND C. CHAPPERT, “Magnetic anisotropy and magnetization reversal processes in Pt/Co/Pt films”, *J. Magn. Magn. Mater.* **260**, 231 (2003).
- [184] D. WELLER, “Interface and volume anisotropy of MBE-grown Co/Pt (111), (110) and (001) and sputtered Co/Pt multilayers”, *Proc. Res. Soc. Symp. Proc.* **313**, 791 (1993).

- [185] T. KINGETSU, “Molecular-beam-epitaxial growth and magnetic properties of (111)Pt/Co/Ag, Pt/Co, and Ag/Co/Pt superlattices”, *J. Appl. Phys.* **76**, 4267 (1994).
- [186] N. NAKAJIMA, T. KOIDE, T. SHIDARA, H. MIYAUCHI, H. FUKUTANI, A. FUJIMORI, K. IIO, T. KATAYAMA, M. NÝVLT, AND Y. SUZUKI, “Perpendicular magnetic anisotropy caused by interfacial hybridization via enhanced orbital moment in Co/Pt multilayers: Magnetic circular X-ray dichroism study”, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5229 (1998).
- [187] G. G. CABRERA AND L. M. FALICOV, “Theory of the residual resistivity of Bloch walls I. Paramagnetic effects”, *Phys. Status Solidi B* **61**, 539 (1974).
- [188] G. G. CABRERA AND L. M. FALICOV, “Theory of the residual resistivity of Bloch walls. II. Inclusion of diamagnetic effects”, *Phys. Status Solidi B* **62**, 217 (1974).
- [189] P. M. LEVY AND S. F. ZHANG, “Resistivity due to domain wall scattering”, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 5110 (1997).
- [190] T. R. MCGUIRE, J. A. ABOAF, AND E. KLOKHOLM, “Magnetic and transport properties of Co-Pt thin films”, *J. Appl. Phys.* **55**, 1951 (1984).
- [191] D. WELLER, Y. WU, J. STOHR, M. G. SAMANT, B. D. HERMSMEIER, AND C. CHAPPERT, “Orbital magnetic-moments of Co in multilayers with perpendicular magnetic-anisotropy”, *Phys. Rev. B* **49**, 12888 (1994).
- [192] Z. S. SHAN, J. X. SHEN, R. D. KIRBY, D. J. SELLMYER, AND Y. J. WANG, “Temperature-dependent interface magnetism and magnetization reversal in Co/Pt multilayers”, *J. Appl. Phys.* **75**, 6418 (1994).
- [193] C. L. CANEDY, X. W. LI, AND G. XIAO, “Large magnetic moment enhancement and extraordinary Hall effect in Co/Pt superlattices”, *Phys. Rev. B* **62**, 508 (2000).
- [194] S. U. JEN, T. P. CHEN, AND B. L. CHAO, “Saturation moment, specific heat, and transport properties of disordered  $\text{Co}_{100-x}\text{Pt}_x$  alloys”, *Phys. Rev. B* **48**, 12789 (1993).
- [195] H. EBERT, A. VERNES, AND J. BANHART, “Anisotropic electrical resistivity of ferromagnetic Co-Pd and Co-Pt alloys”, *Phys. Rev. B* **54**, 8479 (1996).
- [196] F. ZHANG, F. S. WEN, Y. F. LÜ, W. LI, Y. F. LU, Z. Y. LIU, B. XU, D. L. YU, J. L. HE, AND Y. J. TIAN, “Proper scaling of the anomalous Hall effect in the Co/Pt multilayers”, *J. Appl. Phys.* **110**, 033921 (2011).
- [197] S. BANDIERA, R. SOUSA, B. RODMACQ, AND B. DIENY, “Asymmetric interfacial perpendicular magnetic anisotropy in Pt/Co/Pt trilayers”, *IEEE Magn. Lett.* **2**, 3000504 (2011).

- [198] G. DUMPICH, B. LEVEN, AND M. BRANDS, “Electron transport in magnetic nanostructures”, *Phys. Status Solidi A* **201**, 3237 (2004).
- [199] C. HASSEL, M. BRANDS, F. Y. LO, A. D. WIECK, AND G. DUMPICH, “Resistance of a single domain wall in (Co/Pt)<sub>7</sub> multilayer nanowires”, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 226805 (2006).
- [200] A. AZIZ, S. J. BENDING, H. G. ROBERTS, S. CRAMPIN, P. J. HEARD, AND C. H. MARROWS, “Angular dependence of domain wall resistivity in artificial magnetic domain structures”, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 206602 (2006).
- [201] E. C. STONER AND E. P. WOHLFARTH, “A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys”, *Philos. Trans. Roy. Soc. A* **240**, 599 (1948).
- [202] H. PFEIFFER, “Determination of anisotropy field distribution in particle assemblies taking into account thermal fluctuations”, *Phys. Status Solidi A* **118**, 295 (1990).
- [203] R. H. VICTORA, “Predicted time dependence of the switching field for magnetic materials”, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 457 (1989).
- [204] L. NÉEL, “Théorie du traînage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec applications aux terres cuites”, *Ann. Géophys.* **5**, 99 (1949).
- [205] L. NÉEL, “Some theoretical aspects of rock-magnetism”, *Adv. Phys.* **4**, 191 (1955).
- [206] W. F. BROWN, JR., “Thermal fluctuations of a single-domain particle”, *Phys. Rev.* **130**, 1677 (1963).
- [207] C. P. BEAN AND J. D. LIVINGSTON, “Superparamagnetism”, *J. Appl. Phys.* **30**, S120 (1959).
- [208] P. E. JONSSON, “Superparamagnetism and spin glass dynamics of interacting magnetic nanoparticle systems”, *Adv. Chem. Phys.* **128**, 191 (2004).
- [209] S. BEDANTA AND W. KLEEMANN, “Supermagnetism”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 013001 (2009).
- [210] A. AHARONI, “Effect of a magnetic field on the superparamagnetic relaxation time”, *Phys. Rev.* **177**, 793 (1969).
- [211] R. W. CHANTRELL, G. N. COVERDALE, AND K. O’GRADY, “Time dependence and rate dependence of the coercivity of particulate recording media”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **21**, 1469 (1988).
- [212] M. SHARROCK, “Time-dependent magnetic phenomena and particle-size effects in recording media”, *IEEE Trans. Magn.* **26**, 193 (1990).

- [213] M. SHARROCK AND J. MCKINNEY, “Kinetic effects in coercivity measurements”, *IEEE Trans. Magn.* **17**, 3020 (1981).
- [214] W. F. BROWN, JR., “Relaxational behavior of fine magnetic particles”, *J. Appl. Phys.* **30**, S130 (1959).
- [215] L. BRETH, D. SUESS, C. VOGLER, B. BERGMAIR, M. FUGER, R. HEER, AND H. BRUECKL, “Thermal switching field distribution of a single domain particle for field-dependent attempt frequency”, *J. Appl. Phys.* **112**, 023903 (2012).
- [216] R. STREET AND J. C. WOOLLEY, “A study of magnetic viscosity”, *Proc. Phys. Soc. Sect. A* **62**, 562 (1949).
- [217] M. SHARROCK, “Particle-size effects on the switching behavior of uniaxial and multiaxial magnetic recording materials”, *IEEE Trans. Magn.* **20**, 754 (1984).
- [218] S. OSEROFF, D. FRANKS, V. TOBIN, AND S. SCHULTZ, “Magnetization time decay in particulate media”, *IEEE Trans. Magn.* **23**, 2871 (1987).
- [219] M. EL-HILO, A. DE WITTE, K. O’GRADY, AND R. CHANTRELL, “The sweep rate dependence of coercivity in recording media”, *J. Magn. Magn. Mater.* **117**, L307 (1992).
- [220] I. TUDOSA, M. V. LUBARDA, K. T. CHAN, M. A. ESCOBAR, V. LOMAKIN, AND E. E. FULLERTON, “Thermal stability of patterned Co/Pd nanodot arrays”, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 102401 (2012).
- [221] H.-T. WANG, S. T. CHUI, A. ORIADE, AND J. SHI, “Temperature dependence of the fluctuation of the switching field in small magnetic structures”, *Phys. Rev. B* **69**, 064417 (2004).
- [222] J. KURKIJÄRVI, “Intrinsic fluctuations in a superconducting ring closed with a josephson junction”, *Phys. Rev. B* **6**, 832 (1972).
- [223] M. ABRAHAM, “Magnetic properties and interactions of single-domain nanomagnets in a periodic array”, *J. Appl. Phys.* **89**, 5667 (2001).
- [224] L. REIMER, *Scanning Electron Microscopy - Physics of Image Formation and Microanalysis*, (Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 1998).
- [225] L. F. THOMPSON, C. G. WILLSON, AND J. M. J. FRECHET (Eds.) *Materials for Microlithography*, (American Chemical Society, Washington, D.C. 1985).
- [226] L. THOMPSON, C. WILLSON, AND J. BOWDEN, *Introduction to microlithography*, (American Chemical Society 1994).

- [227] K. A. VALIEV, *The physics of submicron lithography*, (Plenum Press, New York 1992).
- [228] M. HATZAKIS, “Electron resists for microcircuit and mask production”, *J. Electrochem. Soc.* **116**, 1033 (1969).
- [229] T. H. P. CHANG, “Proximity effect in electron-beam lithography”, *J. Vac. Sci. Technol.* **12**, 1271 (1975).
- [230] T. E. EVERHART, R. F. HERZOG, M. S. CHANG, AND W. J. DEVORE, *Proc. 6th Intl. Conf. on X-Ray Optics and Microanalysis*, (Univ. Tokyo Press, Tokyo 1972).
- [231] D. F. KYSER AND N. S. VISWANATHAN, “Monte carlo simulation of spatially distributed beams in electron-beam lithography”, *J. Vac. Sci. Technol.* **12**, 1305 (1975).
- [232] M. J. BOWDEN, *A Perspective on Resist Materials for Fine-Line Lithography*, (American Chemical Society 1985).
- [233] M. LUTWYCHE, “The resolution of electron beam lithography”, *Microelectron. Eng.* **17**, 17 (1992).
- [234] A. N. BROERS, “Resolution limits of PMMA resist for exposure with 50 kV electrons”, *J. Electrochem. Soc.* **128**, 166 (1981).
- [235] A. BROERS, “Resolution, overlay, and field size for lithography systems”, *IEEE Trans. Electron Dev.* **28**, 1268 (1981).
- [236] A. BROERS, A. HOOLE, AND J. RYAN, “Electron beam lithography–resolution limits”, *Microelectron. Eng.* **32**, 131 (1996).
- [237] W. CHEN AND H. AHMED, “Fabrication of sub 10 nm structures by lift-off and by etching after electron-beam exposure of poly(methylmethacrylate) resist on solid substrates”, *J. Vac. Sci. Technol. B* **11**, 2519 (1993).
- [238] S. YASIN, D. G. HASKO, AND H. AHMED, “Fabrication of < 5 nm width lines in poly(methylmethacrylate) resist using a water:isopropyl alcohol developer and ultrasonically-assisted development”, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 2760 (2001).
- [239] A. C. F. HOOLE, M. E. WELLAND, AND A. N. BROERS, “Negative PMMA as a high-resolution resist - the limits and possibilities”, *Semicond. Sci. Technol.* **12**, 1166 (1997).
- [240] I. ZAILER, J. E. F. FROST, V. CHABASSEUR-MOLYNEUX, C. J. B. FORD, AND M. PEPPER, “Crosslinked pmma as a high-resolution negative resist for electron beam lithography and applications for physics of low-dimensional structures”, *Semicond. Sci. Technol.* **11**, 1235 (1996).

- [241] W. H. TEH AND C. G. SMITH, “Fabrication of quasi-three-dimensional micro/nanomechanical components using electron beam cross-linked poly (methyl methacrylate) resist”, *J. Vac. Sci. Technol. B* **21**, 3007 (2003).
- [242] M. JACOBI, *Untersuchungen magnetischer Nanopunkte basierend auf Co/Pt-Multilagen mittels Anomalen Hall-Effekts*, Master’s thesis, Universität Hamburg (2009).
- [243] B. WEBB AND S. SCHULTZ, “Detection of the magnetization reversal of individual interacting single-domain particles within Co-Cr columnar thin-films”, *IEEE Trans. Magn.* **24**, 3006 (1988).
- [244] J. LODDER, T. WIELINGA, AND J. WORST, “R.f.-sputtered Co-Cr layers for perpendicular magnetic recording I: Structural properties”, *Thin Solid Films* **101**, 61 (1983).
- [245] M. ALEXANDROU, P. W. NUTTER, M. DELALANDE, J. DE VRIES, E. W. HILL, F. SCHEDIN, L. ABELMANN, AND T. THOMSON, “Spatial sensitivity mapping of Hall crosses using patterned magnetic nanostructures”, *J. Appl. Phys.* **108**, 043920 (2010).
- [246] Y. G. CORNELISSENS AND F. M. PEETERS, “Response function of a Hall magnetosensor in the diffusive regime”, *J. Appl. Phys.* **92**, 2006 (2002).
- [247] W. L. WEBSTER, “The Hall effect in single crystals of iron”, *Math. Proc. Cambridge Philos. Soc.* **23**, 800 (1927).
- [248] A. HIRSCH AND Y. WEISSMAN, “Anisotropy of the Hall effect in iron”, *Phys. Lett. A* **44**, 239 (1973).
- [249] N. V. VOLKENSHTEIN, G. V. FEDOROV, AND V. P. SHIROKOVSKII, “The anisotropy of the Hall effect in ferromagnetic materials”, *Phys. Met. Metallogr.* **11**, 151 (1961).
- [250] T. HIRAOKA, T. KITAI, AND E. TATSUMOTO, “Anisotropy of the extraordinary Hall effect of Ni single crystals”, *J. Phys. Soc. Jpn.* **22**, 661 (1967).
- [251] S. FÖRSTER, M. ZISENIS, E. WENZ, AND M. ANTONIETTI, “Micellization of strongly segregated block copolymers”, *J. Chem. Phys.* **104**, 9956 (1996).
- [252] J. P. SPATZ, T. HERZOG, S. MOSSMER, P. ZIEMANN, AND M. MULLER, “Micellar inorganic - polymer hybrid systems - a tool for nanolithography”, *Adv. Mater.* **11**, 149 (1999).

- [253] G. KÄSTLE, H.-G. BOYEN, F. WEIGL, G. LENGEL, T. HERZOG, P. ZIEMANN, S. RIETHMÜLLER, O. MAYER, C. HARTMANN, J. SPATZ, M. MÖLLER, M. OZAWA, F. BANHART, M. GARNIER, AND P. OELHAFEN, “Micellar nanoreactors - preparation and characterization of hexagonally ordered arrays of metallic nanodots”, *Adv. Funct. Mater.* **13**, 853 (2003).
- [254] R. BEHRISCH (Ed.) *Sputtering by Particle Bombardment I*, (Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York 1981).
- [255] R. BEHRISCH AND W. ECKSTEIN (Eds.) *Sputtering by Particle Bombardment*, (Springer-Verlag Berlin, Heidelberg 2007).
- [256] L. A. GIANNUZZI AND F. A. STEVIE, *Introduction to Focused Ion Beams - Instrumentation, Theory, Techniques and Practice*, (Springer Science+Business Media LLC 2005).
- [257] Y. YAMAMURE AND H. TAWARA, “Energy dependence of ion-induced sputtering yields from monatomic solids at normal incidence”, *Atom. Data Nucl. Data* **62**, 149 (1996).
- [258] H. GNASER, *Energy and Angular Distributions of Sputtered Species*, (Springer-Verlag Berlin, Heidelberg 2007).
- [259] P. SIGMUND, “Mechanisms and theory of physical sputtering by particle impact”, *Nucl. Instrum. Meth. B* **27**, 1 (1987).
- [260] W. ECKSTEIN, *Sputtering Yields*, (Springer-Verlag Berlin, Heidelberg 2007).
- [261] P. SIGMUND, *Sputtering by Ion Bombardment: Theoretical Concepts*, (Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York 1981).
- [262] J. ZIEGLER, J. BIRSACK, AND U. LITTMARK, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, ((New York: Pergamon) SRIM code: <http://www.srim.org> 1985).
- [263] J. F. ZIEGLER, “SRIM-2003”, *Nucl. Instrum. Meth. B* **219–220**, 1027 (2004).
- [264] J. F. ZIEGLER, M. ZIEGLER, AND J. BIRSACK, “SRIM - The stopping and range of ions in matter (2010)”, *Nucl. Instrum. Meth. B* **268**, 1818 (2010).
- [265] J. JORZICK, J. LÖSCH, M. KOPNARSKI, AND H. OECHSNER, “Detection in the ppm range and high-resolution depth profiling with the new SNMS instrument INAX”, *Appl. Phys. A - Mater.* **78**, 655 (2004).
- [266] G. K. WEHNER AND D. ROSENBERG, “Angular distribution of sputtered material”, *J. Appl. Phys.* **31**, 177 (1960).

- [267] G. K. WEHNER, “Momentum transfer in sputtering by ion bombardment”, *J. Appl. Phys.* **25**, 270 (1954).
- [268] R. P. STEIN AND F. C. HURLBUT, “Angular distribution of sputtered potassium atoms”, *Phys. Rev.* **123**, 790 (1961).
- [269] T. J. WHITAKER, A. LI, P. L. JONES, AND R. O. WATTS, “Angular distributions of sputtered zirconium atoms”, *J. Chem. Phys.* **98**, 5887 (1993).
- [270] D. ONDERDELINDEN, “Single-crystal sputtering including the channeling phenomenon”, *Can. J. Phys.* **46**, 739 (1968).
- [271] W. J. MOBERLYCHAN, D. P. ADAMS, M. J. AZIZ, G. HOBLER, AND T. SCHENKEL, “Fundamentals of focused ion beam nanostructural processing: Below, at, and above the surface”, *MRS Bulletin* **32**, 424 (2007).
- [272] N. LAEGREID AND G. K. WEHNER, “Sputtering yields of metals for  $\text{Ar}^+$  and  $\text{Ne}^+$  ions with energies from 50 to 600 eV”, *J. Appl. Phys.* **32**, 365 (1961).
- [273] H. H. ANDERSEN AND H. L. BAY, *Sputtering Yield Measurements*, (Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York 1981).
- [274] C. STEINBRÜCHEL, “Universal energy dependence of physical and ion-enhanced chemical etch yields at low ion energy”, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 1960 (1989).
- [275] Y. STARK, R. FRÖMTER, D. STICKLER, AND H. P. OEPEN, “Sputter yields of single- and polycrystalline metals for application in focused ion beam technology”, *J. Appl. Phys.* **105**, 013542 (2009).
- [276] H. FETZ, “Über die Kathodenzerstäubung bei schiefem Aufprall der Ionen”, *Z. Phys.* **119**, 590 (1942).
- [277] H. G. SCOTT, “Sputtering of gold by low energy inert gas ions”, *J. Appl. Phys.* **33**, 2011 (1962).
- [278] V. TEODOSIC, “Resistivity of thin silver layers during heavy-ion irradiation”, *Appl. Phys. Lett.* **9**, 209 (1966).
- [279] A. VERDAGUER, C. WEIS, G. ONCINS, G. KETTELER, H. BLUHM, AND M. SALMERON, “Growth and structure of water on  $\text{SiO}_2$  films on Si investigated by Kelvin probe microscopy and in situ X-ray spectroscopies”, *Langmuir* **23**, 9699 (2007).
- [280] S. MENG, E. G. WANG, AND S. W. GAO, “Water adsorption on metal surfaces: A general picture from density functional theory studies”, *Phys. Rev. B* **69**, 195404 (2004).

- [281] G. SHIRANE, V. J. MINKIEWICZ, AND R. NATHANS, “Spin waves in 3d metals”, *J. Appl. Phys.* **39**, 383 (1968).
- [282] D. STICKLER, R. FRÖMTER, H. STILLRICH, C. MENK, H. P. OEPEN, C. GUTT, S. STREIT-NIEROBISCH, L.-M. STADLER, G. GRÜBEL, C. TIEG, AND F. YAKHOU-HARRIS, “Domain size in systems with canted magnetization”, *Phys. Rev. B* **84**, 104412 (2011).
- [283] C.-R. CHANG, “Micromagnetic studies of coherent rotation with quartic crystalline anisotropy”, *J. Appl. Phys.* **69**, 2431 (1991).
- [284] H. SCHMIDT, “Coherent magnetization reversal of nanoparticles with crystal and shape anisotropy”, *J. Appl. Phys.* **89**, 507 (2001).
- [285] Y. UESAKA AND Y. N. HAYASHI, “Switching of single hexagonal particles with nonuniform magnetic properties”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, 6056 (1995).
- [286] J. CRANGLE AND W. R. SCOTT, “Dilute ferromagnetic alloys”, *J. Appl. Phys.* **36**, 921 (1965).
- [287] P. POULOPOULOS, M. ANGELAKERIS, E. T. PAPAIOANNOU, N. K. FLEVARIS, D. NIARCHOS, M. NYVLT, V. PROSSER, S. VISNOVSKY, C. MUELLER, P. FUMAGALLI, F. WILHELM, AND A. ROGALEV, “Structural, magnetic, and spectroscopic magneto-optical properties aspects of Pt-Co multilayers with intentionally alloyed layers”, *J. Appl. Phys.* **94**, 7662 (2003).
- [288] W. GRANGE, I. GALANAKIS, M. ALOUANI, M. MARET, J.-P. KAPPLER, AND A. ROGALEV, “Experimental and theoretical x-ray magnetic-circular-dichroism study of the magnetic properties of Co<sub>50</sub>Pt<sub>50</sub> thin films”, *Phys. Rev. B* **62**, 1157 (2000).
- [289] M. DELALANDE, J. DE VRIES, L. ABELMANN, AND J. LODDER, “Measurement of the nucleation and domain depinning field in a single Co/Pt multilayer dot by anomalous Hall effect”, *J. Magn. Magn. Mater.* **324**, 1277 (2012).
- [290] S. ROHART, P. CAMPIGLIO, V. REPAIN, Y. NAHAS, C. CHACON, Y. GIRARD, J. LAGOUTE, A. THIAVILLE, AND S. ROUSSET, “Spin-wave-assisted thermal reversal of epitaxial perpendicular magnetic nanodots”, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 137202 (2010).
- [291] T. SUGIMOTO, T. KATAYAMA, Y. SUZUKI, M. HASHIMOTO, Y. NISHIHARA, A. ITOH, AND K. KAWANISHI, “Temperature-dependence of perpendicular magnetic-anisotropy In Co/Au and Co/Pt multilayers”, *J. Magn. Magn. Mater.* **104**, 1845 (1992).

- [292] H. ZHANG, Y. WANG, G. ZHENG, J. SHEN, Z. SHAN, AND D. SELLMYER, “The temperature dependence of perpendicular anisotropy in Co/Pt and Co/Au multilayer films”, *IEEE Trans. Magn.* **29**, 3376 (1993).
- [293] R. L. STAMPS, L. LOUAIL, M. HEHN, M. GESTER, AND K. OUNADJELA, “Anisotropies, cone states, and stripe domains in Co/Pt multilayers”, *J. Appl. Phys.* **81**, 4751 (1997).
- [294] L. LOUAIL, K. OUNADJELA, AND R. STAMPS, “Temperature-dependent thin-film cone states in epitaxial Co/Pt multilayers”, *J. Magn. Magn. Mater.* **167**, L189 (1997).
- [295] S. OKAMOTO, K. NISHIYAMA, O. KITAKAMI, AND Y. SHIMADA, “Enhancement of magnetic surface anisotropy of Pd/Co/Pd trilayers by the addition of Sm”, *J. Appl. Phys.* **90**, 4085 (2001).
- [296] M. JAMET, W. WERNSDORFER, C. THIRION, D. MAILLY, V. DUPUIS, P. MÉLINON, AND A. PÉREZ, “Magnetic anisotropy of a single cobalt nanocluster”, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4676 (2001).
- [297] C. THIRION, W. WERNSDORFER, AND D. MAILLY, “Switching of magnetization by nonlinear resonance studied in single nanoparticles”, *Nat. Mater.* **2**, 524 (2003).
- [298] M. JAMET, W. WERNSDORFER, C. THIRION, V. DUPUIS, P. MÉLINON, A. PÉREZ, AND D. MAILLY, “Magnetic anisotropy in single clusters”, *Phys. Rev. B* **69**, 024401 (2004).
- [299] A. THIAVILLE, “Coherent rotation of magnetization in three dimensions: A geometrical approach”, *Phys. Rev. B* **61**, 12221 (2000).
- [300] W. WERNSDORFER, E. B. OROZCO, K. HASSELBACH, A. BENOIT, D. MAILLY, O. KUBO, H. NAKANO, AND B. BARBARA, “Macroscopic quantum tunneling of magnetization of single ferrimagnetic nanoparticles of barium ferrite”, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4014 (1997).

## Publikationsliste

- A. Neumann, C. Thönnissen, A. Frauen, S. Heße, A. Meyer und H. P. Oepen, „Probing the Magnetic Behavior of Single Nanodots“, *Nano Lett.* **13**, 2199 (2013).
- M. Hille, A. Frauen, B. Beyersdorff, A. Kobs, S. Heße, R. Frömter und H. P. Oepen, „Direct Method for Measuring the Canting Angle of Magnetization“, *J. Appl. Phys.* **113**, 023902 (2013).
- A. Kobs, S. Heße, H. P. Oepen und P. Weinberger, „Anisotropic Interface Magnetoresistances in Pt(111)/Co<sub>n</sub>/Pt(111)“, *Philos. Mag.* **92**, 2835 (2012).
- A. Kobs, S. Heße, W. Kreuzpaintner, G. Winkler, D. Lott, P. Weinberger, A. Schreyer und H. P. Oepen, „Anisotropic Interface Magnetoresistance in Pt/Co/Pt Sandwiches“, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 217207 (2011).

## Konferenzbeiträge

- A. Kobs, S. Heße, W. Kreuzpaintner, G. Winkler, D. Lott, P. Weinberger, A. Schreyer und H. P. Oepen, „Interface Contributions to the Magnetoresistance and Anomalous Hall Effect in Co/Pt Layered Structures“, Poster beim *520. WE-Heraeus-Seminar* 2012, Bad Honnef.
- A. Kobs, S. Heße, W. Kreuzpaintner, G. Winkler, D. Lott, P. Weinberger, A. Schreyer und H. P. Oepen, „Anisotropic Interface Magnetoresistance in Pt/Co/Pt“, Vortrag bei der Frühjahrs-Tagung der *Materials Research Society (MRS)* 2012, San Francisco (USA).
- M. Hille, A. Frauen, B. Beyersdorff, A. Kobs, S. Heße, R. Frömter und H. P. Oepen, „Determining the Canting Angle of Magnetization via Magnetoresistance Measurements“, Vortrag bei der Frühjahrs-Tagung der *Deutschen Physikalischen Gesellschaft (DPG)* 2012, Berlin.
- A. Kobs, S. Heße, W. Kreuzpaintner, G. Winkler, D. Lott, A. Schreyer und H. P. Oepen, „Anisotropic Interface Magnetoresistance in Co/Pt“, Vortrag bei der Frühjahrs-Tagung der *Deutschen Physikalischen Gesellschaft (DPG)* 2011, Dresden.

- S. Heße, M. Jacobi, A. Kobs, D. Stickler, H. Stillrich, A. Neumann, A. Meyer und H. P. Oepen,  
„Determining the Magnetic Properties of Small Assemblies of Nanodots“,  
Vortrag bei der Frühjahrs-Tagung der *Deutschen Physikalischen Gesellschaft (DPG)*  
2010, Regensburg.
- A. Kobs, S. Heße und H. P. Oepen,  
„Magnetoresistance Effects of Co/Pt Layered Structures“,  
Vortrag bei der Frühjahrs-Tagung der *Deutschen Physikalischen Gesellschaft (DPG)*  
2009, Dresden.

## Danksagung

Diese Arbeit ist das Ergebnis des Zusammenwirkens vieler Menschen, denen ich an dieser Stelle herzlich danken möchte.

An erster Stelle ist hier Prof. Dr. Hans Peter Oepen zu nennen, in dessen Arbeitsgruppe ich diese Arbeit anfertigen durfte. Ich möchte ihm für die gute Betreuung und insbesondere die Geduld danken, die er nach Ende meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter mit mir hatte. Ohne die von ihm gesetzte Deadline zur Abgabe dieser Arbeit wäre ich beim Zusammenschreiben sicherlich weniger motiviert gewesen. Natürlich bin ich auch dankbar für die Begutachtung dieser Dissertation und der Disputation.

Des Weiteren danke ich Prof. Dr. Kornelius Nielsch für die Übernahme des Zweitgutachtens dieser Dissertation.

Aus der Gruppe G bin ich einigen Mitarbeitern zu großem Dank verpflichtet, die in besonderer Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Dazu zählen:

- Dr. André Kobs, mit dem ich bei der Untersuchung des AIMR intensiv zusammengearbeitet habe. Diese gemeinsame Zeit habe ich sehr zu schätzen gewusst, sei es bei der Probenherstellung, den Messungen am Warmbohrmagnet oder beim Schreiben der Veröffentlichungen. Auch abgesehen von unserer gemeinsamen Arbeit war André mit seinem immensen Wissen und seiner Hilfsbereitschaft stets der erste Ansprechpartner bei fachlichen Fragen aller Art. Einen großen Gefallen hat André mir mit der Korrektur dieser Arbeit getan, die man sich gründlicher und gewissenhafter nicht wünschen kann. Es war stets eine Freude, mit ihm das Büro zu teilen und auch privat so manche fröhlichen Stunden miteinander zu verbringen.
- Alexander Neumann, dem ich für die gemeinsame Realisierung der für die Untersuchung des Schaltverhaltens der magnetischen Nanopartikel verwendeten experimentellen Aufbauten danke. Die fachlichen Diskussionen über das Schaltverhalten und nicht zuletzt seine LabView-Programmierkünste waren für mich von großem Wert.
- Carsten Thönnißen, der die FEM-Simulation zur Sensitivitätsfunktion der Hall-Kreuze durchgeführt hat.
- Gerrit Winkler, dem ich für die Durchführung von Strukturuntersuchungen, die Diskussionen im Zusammenhang mit der Herstellung der Co/Pt-Multilagen und nicht zuletzt für die Unterstützung bei LabView-Programmierungen danke.
- Mein besonderer Dank gilt Dr. Matthias Hille, der mit mir sowohl Freude als auch Leid geteilt und mir darüber hinaus eine Menge über Reisebusse, Mondsprüche und Fütterungstechniken von Wasserziergeflügel beigebracht hat.

Der gesamten Gruppe G möchte ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die mir entgegengebrachte Kollegialität danken. Außerhalb unserer Arbeitsgruppe danke ich:

- Dr. Andreas Meyer dafür, dass er mir die Mizellenlösung und sein Labor zur Verfügung gestellt hat,
- Prof. Dr. Peter Weinberger für die theoretische Beschreibung des AIMR und den damit verknüpften Diskussionen und Veröffentlichungen,
- Prof. Dr. Andreas Schreyer, Dr. Dieter Lott und Dr. Wolfgang Kreuzpaintner vom GKSS für die Strukturuntersuchungen an Co/Pt-Schichtsystemen,
- Felix Balhorn für die FMR-Untersuchungen,
- Dr. Matthias Schmidt und Dr. Stefan Knott für die Unterstützung bei den Messungen am Tieftemperaturaufbau und der Elektronenstrahlithografie,
- dem Helium-Team für die zuverlässige Versorgung des Warmbohrmagneten mit Nachschub,
- Der feinmechanischen Werkstatt für die Verbesserungsvorschläge und die präzise Umsetzung meiner Konstruktionen,
- Der elektronischen Werkstatt, die sich stets erfolgreich auch der hoffnungslosen Fälle angenommen hat.
- Nicht zuletzt danke ich meinem derzeitigen Arbeitgeber, der mir die Fertigstellung dieser Arbeit ermöglicht hat.

Zur Korrektur dieser Dissertation haben neben Dr. André Kobs Maciek Grzenkowicz, Ludwig Langemeyer, Cornelia Langemeyer und Barbara Heße einen nicht unerheblichen Beitrag geleistet.

Ich danke meiner Familie und meinen Freunden, die stets zu mir gehalten haben, obwohl ich sie in der Zeit des Zusammenschreibens sträflich vernachlässigt habe. Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Freundin Conny bedanken, die eine schwere Zeit mit mir durchmachen musste und mir trotzdem mit ihrem Verständnis und ihrer liebevollen Art eine große Unterstützung war, ohne die ich die Fertigstellung dieser Arbeit nicht geschafft hätte.