

Mikrostruktur und Magnetisierungsdynamik feinmodulierter Co/Pt-Heterostrukturen

Dissertation

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

am Fachbereich Physik

der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz

von

Patrick Haibach

geb. in Eltville am Rhein

UNIVERSITÄT
SITÄT 
MAINZ

Mainz, 2000

D77

Tag der Einreichung: 21.03.2000

Tag der mündlichen Prüfung: 21.06.2000

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Ultradünne epitaktische Co/Pt - Heterostrukturen	7
1.1 Strukturelle Eigenschaften von MgO (111)-Substraten	8
1.1.1 Oberflächenbehandlung	8
1.1.2 Facettierung von MgO (111)-Oberflächen	9
1.2 Filmpräparation	12
1.3 Morphologie der Filmoberflächen	12
1.4 Zwischenlagenstruktur und Grenzflächenmorphologie	17
1.4.1 Spekulare Röntgenstreuung	19
1.4.2 Diffuse Röntgenstreuung	23
1.5 Kristalline Ordnung	34
1.5.1 Textur	34
1.5.2 Laterale kristalline Kohärenz	36
1.5.3 In-plane Orientierung	42
2 Magnetische Eigenschaften	46
2.1 Magnetische Anisotropie	46
2.1.1 Magnetische Anisotropie in dünnen Filmen	48
2.1.2 Senkrechte magnetische Anisotropie in Co/Pt	50
2.2 Der magneto-optische Kerr-Effekt	51
2.2.1 Phänomenologie	51
2.2.2 Kerr-Effekte im System Co-Pt	54
2.3 Ummagnetisierungsprozesse	60
2.4 Magnetisierungshysteresen	62

INHALTSVERZEICHNIS

2.4.1	Meßaufbau	62
2.4.2	Experimentelle Ergebnisse an Co/Pt - Multilagen	63
2.4.3	Experimentelle Ergebnisse an Pt/Co/Pt - Trilagen	69
3	Magnetische Domänen in Pt/Co/Pt - Dreifachschichten	72
3.1	Visualisierung magnetischer Domänen	73
3.1.1	Experimenteller Aufbau	73
3.1.2	Bildaufnahme und Bildverarbeitung	74
3.2	Domänen im äußeren Feld	76
3.2.1	Nukleation	77
3.2.2	Domänenwandpropagation	80
3.3	Anisotrope Domänenformen	85
3.3.1	Experimentelle Beobachtungen	85
3.3.2	Mikroskopischer Mechanismus der anisotropen Domänenwandpropagation	88
3.4	Ising-Modell mit Zufallsfeldunordnung	93
3.4.1	Numerische Behandlung	94
3.4.2	Simulationsergebnisse	94
4	Skaleneigenschaften magnetischer Grenzflächen	103
4.1	Dynamische Skalierung des Grenzflächenwachstums	104
4.2	Morphologie magnetischer Domänenwände	107
4.2.1	Parametrisierung von gewölbten Grenzflächen	107
4.2.2	Dynamische Skalierung im RFIM-Modell	109
4.2.3	Skaleneigenschaften von Domänenwänden in Pt/Co/Pt-Dreifachschichten	115
4.2.4	Skaleneigenschaften anisotroper Domänenformen in Pt/Co/Pt-Dreifachschichten	119
	Zusammenfassung	123
	Literaturverzeichnis	130

Abbildungsverzeichnis

1	Entwicklung der Flächenspeicherdichte in Festplatten	3
1.1	Pyramidale Struktur von MgO-Oberflächen	9
1.2	Mögliche Lösungen des elektrostatischen Problems	10
1.3	AFM-Aufnahmen	14
1.4	STM-Aufnahme, Scanbereich $50\text{ nm} \times 50\text{ nm}$	15
1.5	TEM-Aufnahmen	16
1.6	Reziproker Raum von Vielfachschichten (schematisch)	18
1.7	Longitudinale Kleinwinkel-Scans zweier Co/Pt-Vielfachschichten	21
1.8	Longitudinaler Kleinwinkel-Scan einer Pt/Co/Pt-Dreifachschicht	22
1.9	Diffuse Intensität zweier $\text{Ni}_{0,81}\text{Fe}_{0,19}$ Vielfachschichten auf Au	25
1.10	Transversale Kleinwinkel-Scans und numerische Simulationen	27
1.11	Transversale Kleinwinkel-Scans zweier Co/Pt-Vielfachschichten	28
1.12	Zweidimensionale diffuse Scans zweier Co/Pt-Vielfachschichten	30
1.13	Abhängigkeit der Grenzflächenkorrelation von der Längenskala	32
1.14	Longitudinaler Großwinkel-Scan einer Co/Pt-Vielfachschicht	35
1.15	Longitudinaler Großwinkel-Scan einer Pt/Co/Pt-Dreifachschicht	35
1.16	Reziproker Raum von Filmen mit begrenzter kristalliner Kohärenz	37
1.17	Rockingkurven zweier Co/Pt-Vielfachschichten	38
1.18	Flächenverhältnis der beiden Komponenten der Rockingkurven	40
1.19	Rockingkurve einer Pt/Co/Pt-Dreifachschicht	41
1.20	Ebenenscan zweier Co/Pt-Vielfachschichten	43
2.1	Dickenabhängigkeit der Anisotropie einer Co/Pt-Vielfachschicht	49
2.2	Senkrechte Anisotropie in Co/Pt-Vielfachschichten	51
2.3	Geometrien des magneto-optischen Kerr-Effektes	53

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.4	Experimentelle polare Kerr-Drehung von Co/Pt-Multilagen	55
2.5	Verteilung der magnetischen Momente in einer Co/Pt-Multilage	57
2.6	Kerr-Effekte während der Deposition einer Co/Pt-Bilage	57
2.7	Berechnete Kerr-Effekte für Co/Pt-Multilagen	58
2.8	Polare Kerr-Drehung von Pt/Co/Pt-Dreifachschichten	59
2.9	Aufbau des MOKE-Standes	62
2.10	Kleinfeldschleifen für Co/Pt-Multilagen	65
2.11	Irreversible Suzeptibilität von Co/Pt-Multilagen (DCD-Methode)	67
2.12	Irreversible Suzeptibilität von Multilagen (IRM-Methode)	67
2.13	Kleinfeldschleifen für Pt/Co/Pt-Trilagen	70
3.1	Aufbau eines Kerr-Mikroskops	73
3.2	Graustufenbild	75
3.3	Kontrastbild	75
3.4	Nukleation	77
3.5	Feldabhängigkeit der Nukleationsrate	79
3.6	Domänenwanddynamik	81
3.7	Zeitentwicklung einer Domäne	82
3.8	Zeitentwicklung des mittleren Radius	83
3.9	Feldabhängigkeit der Domänenwandgeschwindigkeit	84
3.10	Anisotrope Domänen an drei Substratfacetten	86
3.11	Zeitentwicklung anisotroper Domänen	87
3.12	Wachstum von Co-Lagen auf einer gestuften Pt(111) Oberfläche (schematisch)	89
3.13	Stufenkanten-Konfigurationen	91
3.14	Zweidimensionale isotrope RFIM-Simulation	96
3.15	Zweidimensionale RFIM-Simulation mit anisotropen Feld g	98
3.16	Eindimensionale Auftragungen der RFIM-Simulation mit anisotropen Feld g	99
3.17	Simulierte Zeitentwicklung einer anisotropen Domäne	100
3.18	Experimentell beobachtete Zeitentwicklung einer anisotropen Domäne	101

4.1	Beschreibung einer Grenzflächenkonfiguration durch eine einwertige Funktion $h(\vec{x}, t)$	105
4.2	Schematisches Verhalten der Höhendifferenz-Korrelationsfunktion . .	106
4.3	Zeitentwicklung der mittleren Domänenfront einer anisotropen Domäne	108
4.4	Polardarstellung der Domänenwand nach $t = 4.4 \text{ sec}$	109
4.5	Höhendifferenz-Korrelationsfunktionen $g_n(r, \tau_n)$ einer RFIM-Simulation	110
4.6	Zeitentwicklung des Rauigkeitsexponenten α	111
4.7	Zeitentwicklung der mittleren Rauigkeit w und Bestimmung des Exponenten β	112
4.8	Reskalierte Höhendifferenz-Korrelationsfunktionen	113
4.9	Streuung der Exponentenwerte in fünf äquivalenten Simulationen . .	113
4.10	Einfluß des treibenden Feldes h auf den Rauigkeitsexponenten α . .	114
4.11	Höhendifferenz-Korrelationsfunktionen $g_n(r, t_n)$ einer isotropen Domänenwand (experimentell)	115
4.12	Zeitentwicklung des Rauigkeitsexponenten α einer isotropen Domänenwand (experimentell)	116
4.13	Zeitentwicklung der mittleren Rauigkeit w und Bestimmung des Exponenten β einer isotropen Domänenwand (experimentell) . . .	116
4.14	Reskalierte Höhendifferenz-Korrelationsfunktionen einer isotropen Domänenwand (experimentell)	117
4.15	Feldabhängigkeit des Rauigkeitsexponenten α (experimentell)	118
4.16	Geschwindigkeitsabhängigkeit des Rauigkeitsexponenten α (experimentell)	118
4.17	Rauigkeitsexponent α für zwei Wandabschnitte anisotroper Domänen	120
4.18	Zeitentwicklung der mittleren Rauigkeit w für zwei Wandabschnitte anisotroper Domänen	121

Tabellenverzeichnis

1.1	Parameter der Substratpolitur	8
1.2	Parameter der Filmpräparation	12

Einleitung

Die spektakulären Fortschritte der letzten zwanzig Jahre in der Herstellung magnetischer dünner Schichten führten zur Entdeckung zahlreicher neuer Phänomene, welche sowohl von fundamentalem physikalischem Interesse als auch von großer anwendungstechnischer Relevanz sind. Der Magnetismus in solchen künstlichen Schichtstrukturen aus ferromagnetischen und nichtmagnetischen Lagen ist — im Gegensatz zu magnetischen Volumenproben — stark von den strukturellen Eigenschaften der Schichten bestimmt.

Hierbei hat zunächst die geometrische Schichtfolge einen entscheidenden Einfluß auf die magnetischen Eigenschaften. So wirkt sich z.B. die Existenz von Grenzflächen in einer magnetischen Heterostruktur unmittelbar auf die spinabhängige Streuung von Ladungsträgern [Bai88] und die magnetische Anisotropie [Nee54,Daa90] aus. Im Falle einer periodischen Überstruktur von ferromagnetischen und nichtmagnetischen Schichten werden außerdem neuartige Kopplungsphänomene beobachtet, welche im wesentlichen von der elektronischen Struktur der nichtmagnetischen Lage abhängen [Gru86,Bru91].

Neben der Geometrie und der Zusammensetzung spielt die Unordnung in magnetischen Schichtstrukturen eine zentrale Rolle. Es stellt sich heraus, daß in vielen Fällen die grundlegenden magnetischen Eigenschaften nur dann befriedigend erklärt werden können, wenn die Abweichungen von der idealen Schichtstruktur, in Form von Verspannungen, Rauigkeiten, Interdiffusion oder Legierungsbildung an den Grenzflächen, mit in die Modellbildung einbezogen werden [Bro88,Bro89,Bar97]. Ein Beispiel hierfür sind Co/Pt-Heterostrukturen mit senkrechter magnetischer Anisotropie, in welchen die leichte Magnetisierungsrichtung senkrecht zur Schichtebene liegt [Zep89,Has89]. Die Unordnung in den Schichten wirkt sich auch auf das mesoskopische Ummagnetisierungsverhalten der Proben

EINLEITUNG

aus. Hierbei stellen mikroskopische Defektstrukturen, wie z.B. kristalline Versetzungen, Korngrenzen oder Stufenkanten, Störungen des magnetischen Systems dar, welche die Bildung von magnetischen Domänen und deren Dynamik während der Ummagnetisierung unmittelbar beeinflussen. Zentrales Ziel dieser Arbeit ist es, am Beispiel von Co/Pt-Heterostrukturen durch gezielte Veränderung der Mikrostruktur der Filme die Auswirkung spezifischer Defektstrukturen auf das mikromagnetische Verhalten zu untersuchen.

Die genaue Kenntnis der Zusammenhänge zwischen den strukturellen Eigenschaften und dem Mikromagnetismus und deren Umsetzung in optimierte Schichtstrukturen bilden die Grundlage der modernen magnetischen Speichertechnologie. Seit ihrer Begründung von etwa 100 Jahren ist diese Technologie stetig weiterentwickelt worden und hat seit Jahrzehnten seine herausragende Position auf dem Gebiet der Datenspeicherung behauptet. Sie ist somit eine der wenigen modernen Technologien, welche das gesamte 20. Jahrhundert geprägt hat, ohne von einer Nachfolgetechnologie ersetzt zu werden. Durch die Entdeckung neuartiger magnetischer Phänomene, wie z.B. der oszillatorischen Zwischenschichtkopplung [Gru86] oder dem Riesenmagnetowiderstand (GMR) [Bai88], wurde diese Entwicklung innerhalb der letzten zehn Jahre noch weiter beschleunigt. Ein Beispiel hierfür ist die Einführung von magnetoresistiven Leseköpfen in Festplatten zu Beginn der Neunziger Jahre, welche zu einer Erhöhung der jährlichen Steigerungsrate in der Speicherdichte (*cgr = compound growth rate*) von 25 % auf 60 % führte [Spe99] (siehe Abbildung 1).

Bei gleichbleibender Steigerungsrate wird in diesem Jahr die vieldiskutierte Marke der Flächenspeicherdichte von 10 GBits/in² erreicht sein. Dieses Ziel wird im wesentlichen durch weitere Skalierung der kritischen Parameter im Rahmen der konventionellen Speichertechnologie realisiert werden. Diese sogenannte longitudinale Speichertechnik (*longitudinal recording*) basiert auf dem Detektieren der Streufelder von magnetischen Bereichen (Bits), welche in der Schichtebene aufmagnetisiert sind, mit Hilfe von induktiven oder magnetoresistiven Leseköpfen. Die longitudinalen Speichermedien sind dünne polykristalline Schichten aus metallischen Vielfach-Legierungen. Beim Erreichen der oben genannten Marke wird die mittlere Korngröße und die Dicke der Schichten voraus-

sichtlich bei 10 nm bis 15 nm liegen, die Koerzitivfeldstärke wird ca. 3 kOe betragen und die Spurenparameter werden sich bei 400 kfcu und 25 ktpi bewegen [Kry96, Bru96, Lam96, Fis96]. Die longitudinale Technik stößt für Speicherdichten jenseits der 10 Gbits/in²-Marke allerdings an fundamentale Grenzen. Die gravierendste dieser Beschränkungen ist das sogenannte superparametrische Limit: Im Falle sehr hoher Speicherdichten treten sehr große entmagnetisierende Felder zwischen den aufmagnetisierten Bereichen auf, welche zu einer Absenkung der thermischen Relaxationsbarriere und somit zu einem beschleunigten Zerfall der magnetischen Information führen. Ebenso resultiert eine breite Verteilung der Korngrößen des Mediums in erhöhten Magnetisierungsverlusten aufgrund der thermischen Instabilität kleinerer Körner.

Eine Lösung zur Überwindung dieses Problems liegt im Übergang zur senkrechten Speichertechnik (*perpendicular recording*). Die für diese Aufnahmetechnik benötigten Speichermaterialien besitzen eine senkrechte magnetische Anisotropie, d.h. ihre leichte Magnetisierungsrichtung liegt senkrecht zur Filmebene. Prominente Beispiele dieser Materialien sind Seltenerd/Übergangsmetall-Legie-

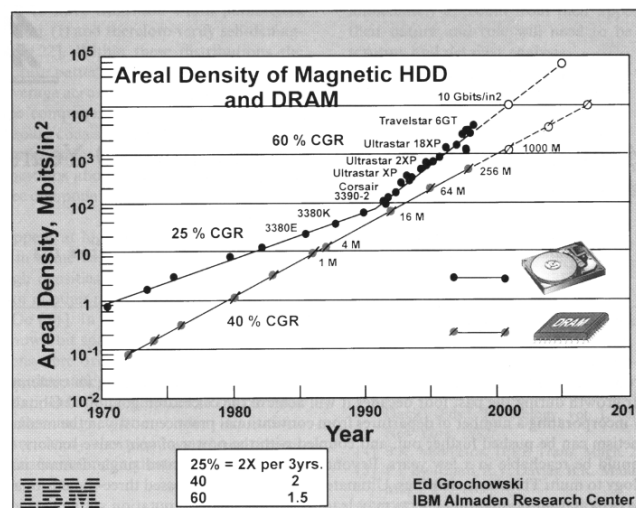


Abbildung 1: Entwicklung der Flächenspeicherdichte in Festplatten der Firma IBM innerhalb der letzten drei Jahrzehnte. Die Steigerungsrate (*cgr = compound growth rate*) wurde zu Beginn der Neunziger Jahre mit dem Einsatz der magnetoresistiven Sensoren innerhalb der Leseköpfe von 25 % auf 60 % erhöht. Eine *cgr* von 60 % entspricht hierbei einer Verdopplung der Speicherdichte alle anderthalb Jahre (entnommen aus [Spe99]).

EINLEITUNG

rungen, CoPt-Legierungen und Co/Pt-Vielfachschichten. Bei senkrechter Magnetisierung des Speichermediums entstehen keine entmagnetisierenden Felder in der Schichtebene, so daß eine Absenkung der Relaxationsbarriere vermieden und eine höhere Dichte der magnetischen Bits möglich wird. Ein weiterer Vorteil der senkrechten Medien liegt darin, daß sie bei gleicher Koerzitivität nicht so extrem dünn sein müssen wie longitudinale Medien. Es wird erwartet, daß mit der senkrechten Aufnahmetechnologie Flächenspeicherdichten von über 100 Gbits/in² erreicht werden können [Spe99].

Einen anderen aktuellen Ansatz der magnetischen Datenspeicherung stellt die magneto-optische Speichertechnik dar. Diese Technologie verbindet die Vorteile der kontaktfreien optischen Datenspeicherung mit der Möglichkeit der unbegrenzten Wiederbeschreibbarkeit magnetischer Datenträger. Die Grundlage der Magneto-Optik (MO) ist der Kerr-Effekt, welcher die Änderung des Polarisationszustandes von Licht bei der Reflexion an einem magnetischen Medium beschreibt. Das Auslesen eines magnetischen Bits auf einem MO-Datenträger erfolgt durch die lokale Bestrahlung des magnetisierten Bereiches mit fokussiertem polarisiertem Laserlicht und der Messung der Polarisationsdrehung (Kerr-Drehung) des reflektierten Strahls. Bei einem Schreibvorgang wird das Speichermedium lokal mit dem gleichen Laser bei höherer Leistung über die Curie-Temperatur hinaus erhitzt und während des Abkühlens durch ein äußeres Feld in die gewünschte Richtung aufmagnetisiert. Da der Kerr-Effekt in polarer Geometrie (Lichteinfall und Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene) am größten ist, werden zur magneto-optischen Datenspeicherung ausschließlich Medien mit senkrechter magnetischer Anisotropie verwendet.

Die Speicherkapazität eines optischen Datenträgers ist im wesentlichen durch den Durchmesser des fokussierten Laserspots bestimmt, welcher zum Schreiben und Lesen verwendet wird. Der durch Lichtbrechung begrenzte kleinste erreichbare Spottedurchmesser ist proportional zu λ/NA . Hierbei ist λ die Wellenlänge und NA die numerische Apertur der Objektivlinse, welche wiederum über $NA = n \sin \theta_{\max}$ durch den Brechungsindex n des Linsenmaterials und den Winkel θ_{\max} der Lichtstrahlen am Rande der Linse gegeben ist. Für die Erhöhung der Speicherkapazität ist es also nötig, sowohl die Wellenlänge des verwendeten Laserlichtes zu verringern als auch die numerische Apertur der Objektivlinse zu

vergrößern. Als jüngstes Beispiel ist hier die Einführung der DVD-Technologie zu nennen, bei welcher eine Versiebenfachung der Kapazität von 0.65 GByte auf 4.7 GByte u.a. durch eine Reduktion von λ von 780 nm (infrarot) auf 650 nm (rot) und eine Vergrößerung der NA von 0.45 auf 0.60 erreicht wurde [Bor99]. Durch die jüngsten Fortschritte in der Diodenlaser-Technologie [Nak97a] werden in naher Zukunft GaN-Laser auf dem Markt verfügbar sein, welche bei 404 nm Wellenlänge und 50 mW Leistung eine für Speicheranwendungen hinreichende Lebensdauer von über 3000 Stunden aufweisen [Nak97b]. Durch die Kombination blauer Diodenlaser mit einer neuen Generation von Dual-Linsen-Systemen ($NA = 0.85$) [Yam97] wird die Speicherkapazität einer 120 mm Disk demnächst 20 GByte erreichen. Durch die Einführung von Nahfeld-Optiken [Kni98,Bet92] könnten darüber hinaus numerische Aperturen von über 1.4 erzielt werden, wodurch Speicherkapazitäten bis zu 50 GByte pro Disk möglich wären.

Die Anwendung von kurzwelligem Laserlicht stellt neue Anforderungen an das Speichermaterial zukünftiger magneto-optischer Datenträgersysteme. Es müssen Materialien verwendet werden, welche große magneto-optische Effekte im blauen Wellenlängenbereich aufweisen, eine Voraussetzung, welche die derzeitigen verwendeten Selten-Erden/Übergangsmetall-Legierungen (wie z.B. TbFeCo, GdTbFe oder DyFeCo) nicht erfüllen [Tai97]. Demgegenüber zeigen CoPt-Legierungen und Co/Pt- Vielfachschichten mit ultradünnen Co-Lagen besonders hohe Kerr-Effekte für Wellenlängen unterhalb von 400 nm [Zep89,Uba99]. Die zusätzliche hohe Stabilität gegenüber Oxidation macht diese Materialklasse zu einem vielversprechenden magneto-optischen Speichermedium der Zukunft.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit den Eigenschaften von epitaktischen dünnen Co/Pt- Vielfachschichten und Co/Pt-Heterostrukturen. In diesen Schichtstrukturen sind die magnetischen Eigenschaften stark von strukturellen Parametern abhängig, wie z.B. Schichtdicken, Grenzflächenrauhigkeiten, Textur oder kristalliner Ordnung. Ziel dieser Arbeit ist es, die strukturellen Eigenschaften der Schichten systematisch zu variieren und die Auswirkungen auf das Ummagnetisierungsverhalten zu ermitteln.

Die Untersuchungen beschränken sich auf epitaktische Filme, welche in (111)-Orientierung gewachsen sind, da diese die für technologische Anwendungen rele-

EINLEITUNG

vanten magnetischen Eigenschaften (starke senkrechte magnetische Anisotropie, große magneto-optische Effekte) besitzen. Zum Erreichen der gewünschten (111)-Textur wurden MgO (111)-Substrate verwendet, deren Oberfläche vor der Filmherstellung mit unterschiedlichen Politurmethode behandelt wurde. Im ersten Teil der Arbeit wird im Rahmen von Röntgenstrukturanalysen ein Zusammenhang zwischen der Substratpräparation und der kristallinen Kohärenz in den Filmen nachgewiesen. Die Auswirkungen der unterschiedlichen Struktureigenschaften auf die integralen Magnetisierungshysteresen werden anhand von Messungen des magneto-optischen Kerr-Effektes im zweiten Kapitel diskutiert. Im dritten Abschnitt wird die Domänenwandstruktur in Pt/Co/Pt-Dreifachlagen während der Ummagnetisierung mit Hilfe von Kerr-Mikroskopieaufnahmen visualisiert. Die hierbei beobachtete charakteristische anisotrope Domänenwandpropagation im Falle vicinaler MgO (111)-Substrate wird auf den Einfluß der Stufenkanten an der Substratoberfläche zurückgeführt und im Rahmen eines Soft-Spin Ising-Modells mit anisotroper eingefrorener Unordnung erfolgreich numerisch modelliert. Die aufgerauhte Struktur der magnetischen Domänenwände selbst wird abschließend im vierten Kapitel mit Hilfe eines skalentheoretischen Ansatzes quantifiziert und mit den im Rahmen des Soft-Spin Modells simulierten Domänenwandstrukturen verglichen.

1. Ultradünne epitaktische Co/Pt - Heterostrukturen

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Co/Pt-Strukturen bestehen aus einer abwechselnden Folge von Co- und Pt-Schichten, welche epitaktisch auf einem MgO-Substrat aufgewachsen sind. Die erste und die letzte Lage besteht in allen Fällen aus Pt: Die erste Pt-Schicht fungiert als Puffer zum Substrat und die abschließende Pt-Lage soll den Film vor Oxidation schützen. Präpariert wurden Schichtstrukturen mit 14 Co/Pt-Bilagen (*Vielfachschichten, Multilagen*) und Filme mit nur einer Co/Pt-Bilage auf dem Pt-Puffer (*Dreifachschichten, Trilagen*). Um die gewünschte (111)-Textur zu erzielen, wurden MgO (111)-Substrate verwendet. Ein Ziel dieser Arbeit war es, die strukturellen Eigenschaften der Schichten durch die gezielte Veränderung der Substrateigenschaften systematisch zu variieren. Es wurden Filme simultan auf zwei Substraten abgeschieden, deren Oberfläche zuvor mit unterschiedlichen Methoden behandelt worden war. Die erste Probengruppe (B-Proben) wurde auf industriell polierten MgO (111) hergestellt. Für die zweite Probengruppe (A-Proben) wurden die Substrate zusätzlich einem weiteren intensiven Polierprozeß unterzogen.

MgO (111)-Substrate zeigen ein hygroskopisches Verhalten, d.h. die Oberfläche wird durch die in der Luft enthaltene Feuchtigkeit geschädigt. Diese Eigenschaft bedingt industriell eine Präparation der Substratoberflächen mittels spezieller, wasserfreier Ölpolituren. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine alternative Methode der Oberflächenbehandlung von MgO (111)-Substraten mittels einer OP-S Suspension entwickelt, deren Einfluß auf die Oberflächenstruktur im folgenden Abschnitt diskutiert wird. Anschließend werden die Auswirkungen der Substratbehandlung auf die strukturellen Eigenschaften der Filme analysiert.

1.1 Strukturelle Eigenschaften von MgO (111)-Substraten

1.1.1 Oberflächenbehandlung

Die Nachbehandlung der Substrate wurde mit dem Gerät DAP-V der Firma Struers durchgeführt. Das Politurverfahren setzt sich aus drei Prozeßschritten zusammen: Nach einer manuellen Entgratung der Substratkanten mittels Sandpapier werden die Substrate mit Wachszepter auf Messingzylinder aufgeklebt und in die Fassungen des Polierkopfes eingesetzt. Durch eine Grobpolitur auf Sandpapier wird bei moderatem Anpreßdruck zunächst eine homogene Substratoberfläche erzielt. Der darauf folgende eigentliche Polierprozeß wird auf einer Polyuretanscheibe mittels einer OP-S Suspension durchgeführt, welche zu 75% aus H₂O und zu 25% aus 3 µm großen SiO₂-Partikeln besteht. Bei diesem Prozeßschritt sind vor allem zwei Dinge zu beachten: Zum einen muß die Abtragung des Oberflächenmaterials durch die Polierpartikel so effizient sein, daß sie die Degradation überwiegt, welche durch das in der Suspension enthaltene Wasser entsteht. Zum anderen muß noch genügend Suspension unter die Probe gelangen, um die Oberfläche gleichmäßig abzutragen. Die besten Ergebnisse wurden mit einer verhältnismäßig hohen Anpreßkraft und einer gegenüber den Standardverfahren deutlich erhöhten Rotationsgeschwindigkeit von 250 U/min erreicht. Die relevanten Prozeßparameter der Substratpolitur sind in Tabelle 1.1 zusammengefaßt.

Prozeßschritt	1.) Entgratung	2.) Grobpolitur	3.) Feinpolitur
Flüssigkeit	Wasser	Wasser	OP-S
Unterlage	Sandpapier 500	Sandpapier 1200	Polyuretan
Geschwindigkeit	150 U/min	150 U/min	250 U/min
Anpreßkraft	manuell	1.5 Teilstriche	4 Teilstriche
Dauer	manuell	2 × 5 min	4 – 12 h

Tabelle 1.1: Parameter der Substratpolitur.

1.1.2 Facettierung von MgO (111)-Oberflächen

Eine Folge der beiden oben beschriebenen Polierschritte ist eine systematischer Kissenschliff der Substratoberfläche. Dieser ist auf eine Toleranz zwischen der Fassungsbohrung und dem Zylinderdurchmesser zurückzuführen, welche in einer Nickbewegung der Probenzylinder während des Polierprozesses resultiert. Im Falle von MgO (111)-Substraten führt dieser Kissenschliff vor allem bei sehr hohen Anpreßdrücken zu einer Ausbildung von drei Facetten an der Substratoberfläche. Alle Facetten besitzen die gleiche Oberflächenfehlorientierung (Miscut) relativ zur (111)-Ebene, deren Größe mit dem Toleranzwert des Zylinders zwischen 0.5° und 1.5° eingestellt werden kann. Die drei Facetten formen die Substratoberfläche zu einer vollsymmetrischen Dreieckspyramide. Diese systematische laterale Ausrichtung der Facettenkanten ist an die Kristallrichtungen des MgO (111)-Substrates gekoppelt. Mittels Röntgendiffraktometrie konnte im Rahmen dieser Arbeit nachgewiesen werden, daß die Facettenkanten jeweils parallel zu den $\langle \bar{2}11 \rangle$ -Richtungen der Substratoberfläche verlaufen. Die Erklärung hierfür basiert auf den Eigenschaften des MgO-Kristalls selbst.

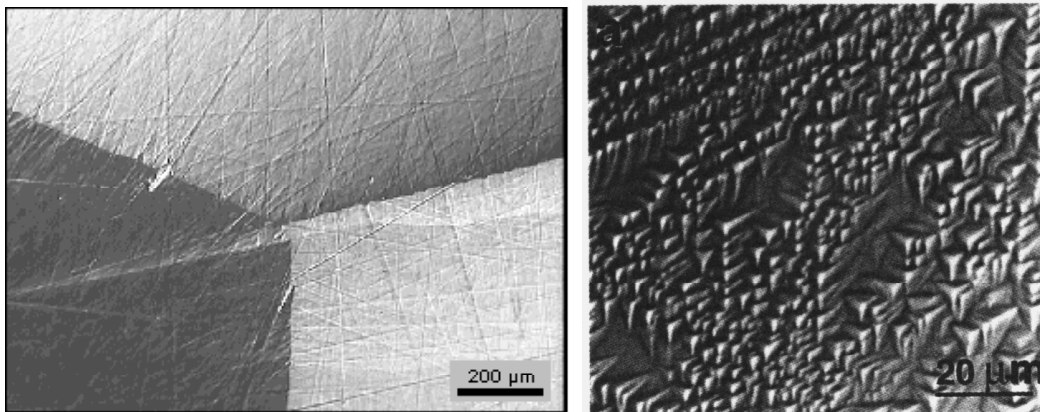


Abbildung 1.1: Links: Lichtmikroskopische Phasenkontrastaufnahme eines mit einer OP-S Suspension polierten MgO (111)-Substrates. Die Oberfläche nimmt die Form einer Dreieckspyramide an, deren Seitenflächen jeweils um ca. 1° zur (111)-Ebene verkippt sind und deren Kanten parallel zu den $\langle \bar{2}11 \rangle$ -Richtungen verlaufen. An diesen Kanten brechen während des Polierprozesses MgO-Kristallite aus und erzeugen deutlich erkennbare Kratzerstrukturen. Rechts: Oberfläche eines mittels Phosphorsäure angeätzten MgO (111)-Kristalls. Sie zeigt eine deutliche Facettierung in mesoskopische vicinale $\{100\}$ -Flächen (nach [Pla98]).

Mikroskopische Ursachen der Facettierung

Oxidische Kristalle mit Kochsalzstruktur, wie z.B. MgO, NiO oder CoO, besitzen ionische polare $\{111\}$ -Ebenen, welche wechselweise nur aus Kationen oder Anionen bestehen. Werden solche Kristalle entlang dieser polaren Ebenen geschnitten, so führt die Stapelfolge der geladenen Schichten zu einem nicht verschwindenden Dipolmoment senkrecht zur Oberfläche. Schon früh konnte gezeigt werden, daß ein solches Dipolmoment zu einer divergierenden Oberflächenenergie führt [Ber58] und eine polare (111)-Oberfläche deshalb instabil sein muß. Im Vergleich hierzu induziert die neutrale (100)-Oberfläche weder ein Dipolmoment noch Oberflächenladungen und führt somit zur geringstmöglichen Oberflächenenergie. Die $\{100\}$ -Flächen sind die natürlichen Spaltebenen in diesen Strukturen. Von theoretischer Seite wurden drei Möglichkeiten zur Lösung des elektrostatischen Problems in realen $\{111\}$ -Oberflächen diskutiert (Abbildung 1.2). Zunächst wurde angenommen, daß die Oberfläche von (111)-geschnittenen MgO-Kristallen in $\{100\}$ -Flächen facettiert [Tas79]. Als ein alternativer Mechanismus zur Vermeidung der Oberflächenladungen wurde eine Rekonstruktion vorgeschlagen, d.h. die Formation einer neutralen Überstruktur an der Oberfläche [Wol92,Poj97]. Die dritte Möglichkeit zum Ausgleich der Oberflächenladungen besteht in der Adsorption polarer Moleküle, wie z.B. Hydroxylgruppen¹ [Ref95].

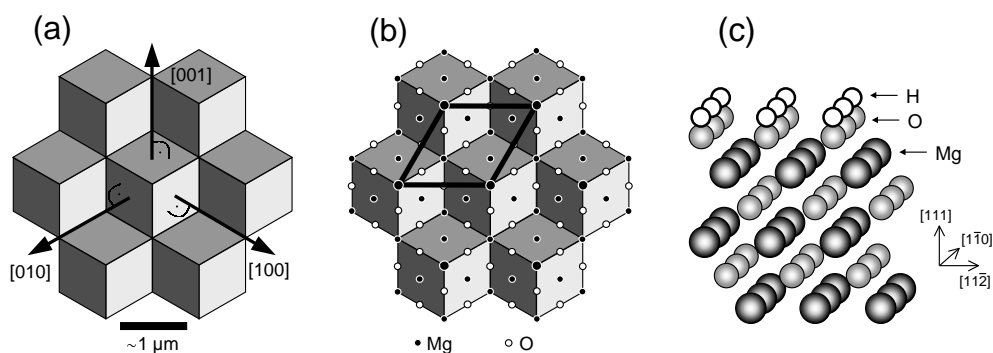


Abbildung 1.2: Mögliche Lösungen des elektrostatischen Problems der polaren MgO(111)-Oberflächen. (a) Bildung mesoskopischer (100)-Facetten entlang der $\{111\}$ -Ebenen oder (b) Formation einer atomaren (2×2) -Überstruktur an der Oberfläche (nach [Poj97]). (c) Hydroxylierung der Mg-Lage und/oder Protonisierung der O-Lage (nach [Ref95]).

¹Dieser Mechanismus erklärt unter anderem die bereits erwähnte extrem hygroskopische Natur der (111)-Substratoberfläche.

Experimentell konnte mit Hilfe von optischer Mikroskopie und LEED-Untersuchungen nachgewiesen werden, daß im Falle von MgO [Hen76,Oni87,Pla98], NiO [Flo83] und CoO [Cox85] die {111}-Oberflächen facettiert und/oder rekonstruiert sind. Speziell für MgO wird an der Oberfläche die Bildung von dreiseitigen Pyramiden beobachtet, deren Seitenkanten parallel zu den $\langle\bar{2}11\rangle$ -Richtungen ausgerichtet sind (Abbildung 1.1b). Hierbei kann, je nach Oberflächenpräparation, die Größe der Pyramiden zwischen einigen Mikrometern [Hen76] und einigen Nanometern [Oni87] betragen. Die gleichzeitig beobachtete Rekonstruktion der Oberfläche in eine (2×2) Überstruktur, welche ja als {100}-Facettierung auf atomarer Ebene betrachtet werden kann, deutet darauf hin, daß die tatsächlichen Facettengrößen kontinuierlich über mehrere Größenordnungen verteilt sind. Dieses wird durch neuere Bandstrukturberechnungen bestätigt, welche für MgO {111}-Oberflächen eine Rekonstruktion in große $(2n \times 2n)$ Überstrukturen vorhersagen [Po97].

Es ist anzumerken, daß die Größe der pyramidalen Oberflächenstrukturen sehr stark von der Methode abhängt, mit welcher die (111)-Oberflächen hergestellt werden. In den oben erwähnten Experimenten wurden die Flächen durch chemisches Ätzen mit kochender Phosphorsäure, H_3PO_4 , präpariert. Bei den in dieser Arbeit mittels Suspensionspolitur hergestellten Proben konnten hingegen keine Oberflächenstrukturen in der Größenordnung von Mikrometern beobachtet werden. Dies deutet darauf hin, daß sich eine mechanisch induzierte Facettierung auf wesentlich kleineren Längenskalen abspielt.

Weiterhin ist zu bemerken, daß die beobachteten dreiseitigen Pyramiden an der Oberfläche keine exakten {100}-Seitenflächen besitzen. Mit Hilfe quantitativer Rasterkraftmikroskopie-Untersuchungen dieser Strukturen [Pla98] konnte nachgewiesen werden, daß es sich um vicinale Flächen handelt, deren Neigungswinkel zur (111)-Oberfläche wesentlich geringer sind als erwartet (ca. 10° statt 54.7°). Aus diesem Blickwinkel betrachtet, können die drei in Abbildung 1.1a gezeigten, durch Kissenschliff hervorgerufenen Oberflächenfacetten der nachpolierten Substrate ebenfalls als vicinale {100}-artige Facetten angesehen werden.

1.2 Filmpräparation

Die Präparation der Filme erfolgte in einer Hochvakuumkammer mittels *DC-Magnetron Sputtern* von Co- und Pt-Kathoden². Die Schichtfolge der Filme wurde durch sequentielles Schwenken des Substrates vor die Sputtertargets erzielt, wobei die gewünschten Schichtdicken anhand der Vorhaltezeiten gesteuert wurden. Um höchste Reproduzierbarkeit und Genauigkeit zu erreichen, erfolgte der Schwenkvorgang rechnergesteuert mit Hilfe eines Schrittmotors. Das Substrat wurde durch ein Platinband geheizt, welches sich im Probenhalter befindet. Die optimalen Parameter der Filmpräparation, welche bereits in der Diplomarbeit [Koe98] ermittelt wurden, sind in der Tabelle 1.2 zusammengefaßt.

	Temperatur	Ar-Druck	Dauer
Ausheizen	950°C	Basisdruck (10^{-7} hPa)	3 – 5 h
Vorsputtern	500°C	$5.00 \cdot 10^{-1}$ hPa	25 min
	500°C	$4.00 \cdot 10^{-2}$ hPa	5 min
Pt-Puffer	500°C	$4.00 \cdot 10^{-2}$ hPa	32 sec
Heterostruktur	100°C	$4.00 \cdot 10^{-2}$ hPa	variabel
Sputterparameter	Strom	$I_{Pt} = 10$ mA , $I_{Co} = 10$ mA	
	Spannung	$U_{Pt} = 262..266$ V , $U_{Co} = 250..310$ V	
	Rate	$r_{Pt} = 0.05$ nm/sec , $r_{Co} = 0.06$ nm/sec	
Heizrate	100°C/min		
Abkühlrate	-200°C/min		
Basisdruck	$2 \cdot 10^{-7}$ hPa		

Tabelle 1.2: Parameter der Filmpräparation.

1.3 Morphologie der Filmoberflächen

Die Oberfläche der Co/Pt-Heterostrukturen wurde mittels Rasterkraftmikroskopie (AFM $\hat{=}$ Atomic Force Microscopy) und Rastertunnelmikroskopie (STM

²Eine genaue Beschreibung des Kammeraufbaus findet sich in den Diplomarbeiten [Hes93] und [Reb95].

≡ Scanning Tunneling Microscopy) untersucht. Die AFM-Aufnahmen wurden mit dem Gerät Discoverer der Firma Topometrix bei Atmosphärenbedingungen und die STM-Untersuchungen mit dem UVH-VT-STM der Firma Omicron im Ultrahochvakuum durchgeführt. In Abbildung 1.3 sind zwei AFM-Messungen an Vielfachschichten dargestellt, die mit einem Scanbereich von $1000 \times 1000 \text{ nm}^2$ vorgenommen wurden. Das linke obere Teilbild zeigt eine A-Probe, welche auf einem nachbehandelten Substrat hergestellt wurde. Das rechte obere Teilbild zeigt zum Vergleich die Oberfläche einer B-Probe. Zur quantitativen Auswertung ist unter den beiden Mikroskopieaufnahmen jeweils ein Linienscan dargestellt, dessen Verlauf in den oberen Teilbildern als Linie eingezeichnet ist. Auf der Oberfläche der B-Probe sind eine Vielzahl von bis zu 100 nm breiten Erhebungen unregelmäßig verteilt, deren Höhe zwischen 10 nm und 70 nm beträgt. 'Hügel' mit entsprechenden Ausmaßen sind ebenfalls in der A-Probe vorhanden, jedoch in weitaus geringerer Dichte. Vergleicht man diese Ergebnisse mit Untersuchungen, die an unbeschichteten MgO (111)Substraten vorgenommen wurden [Koe98], so können diese groben Erhebungen einer lokal durch Luftfeuchtigkeit hervorgerufenen Degradation der Substratoberfläche zugeordnet werden. Es wird deutlich, daß diese grobskaligen Defektstrukturen sehr effizient durch die Nachbehandlung der Substrate beseitigt werden.

Die Bereiche zwischen den Degradationshügeln erscheinen bei beiden Proben homogen, jedoch weisen sie eine systematische Höhenmodulation auf. Der Linienscan zeigt, daß diese Oberflächenstrukturen in der B-Probe einen mittleren Durchmesser von ca. 40 nm und eine Rauigkeit zwischen zwei und vier Atomlagen besitzen. Im Vergleich hierzu sind die Strukturen der A-Probe in ihren vertikalen und lateralen Ausmaßen etwa halb bzw. ein viertel so groß. Da die hier beobachteten Strukturen zumindest lateral im Bereich der Auflösungsgrenze des AFMs liegen, wurden hochauflösende STM- Aufnahmen der Filmoberfläche angefertigt. Obwohl diese Untersuchungen im Ultrahochvakuum ($p < 5 \cdot 10^{-11} \text{ hPa}$) durchgeführt wurden, handelt es sich nicht um in-situ Messungen, da die Schichten zuvor an Luft von der Sputterpräparationskammer in die UHV-Analysekammer transportiert werden mußten. In Abbildung 1.4 ist eine solche STM-Aufnahme eines Trilayers der A-Serie dargestellt, welche in guter Übereinstimmung mit den AFM-Messungen die charakteristische Oberflächenmorphologie der Filme zeigt.

1. ULTRADÜNNE EPITAKTISCHE Co/Pt- HETEROSTRUKTUREN

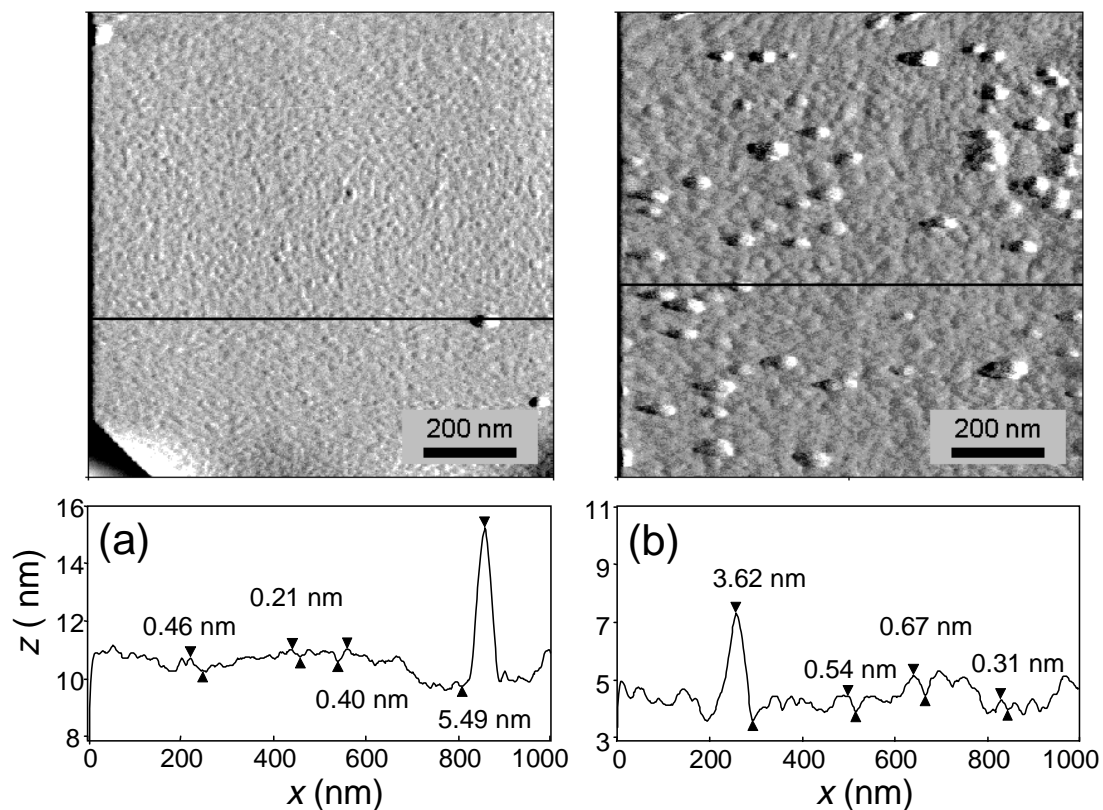


Abbildung 1.3: Rasterkraftmikroskopische Aufnahme zweier Co/Pt-Multilagen (a) auf einem A-Substrat und (b) auf einem B-Substrat. Unter den Mikroskopiebildern sind jeweils Linien-scans dargestellt, deren Verlauf in den Bildern durch eine schwarze Linie angedeutet ist.

Da die qualitative Form der Filmoberfläche sowohl bei Multilagen als auch bei Dreifachschichten auf Substraten unterschiedlicher Qualität identisch ist, muß man annehmen, daß es sich hierbei um eine allgemeine Eigenschaften von Co/Pt-Heterostrukturen handelt.

Als Ursache für diese Aufrauung kommen im wesentlichen drei Mechanismen in Betracht: 1.) Replikation der Substratrauhigkeit durch den Film; 2.) Aufrauung während des Filmwachstums als Folge des Abbaus von epitaktischen Verspannungen o.ä.; 3.) Degradation der Filmoberfläche an Luft.

Da anhand der AFM- bzw. STM-Aufnahmen nicht ermittelt werden konnte, welche der drei Mechanismen für die beobachtete Oberflächenmorphologie verantwortlich ist, wurden zusätzliche Untersuchungen mittels eines **Transmissions-Elektronen-Mikroskops (TEM)** in *Cross-Section*-Geometrie durch D. Smith an der Arizona State University durchgeführt. Bei dieser Methode wird die Probe

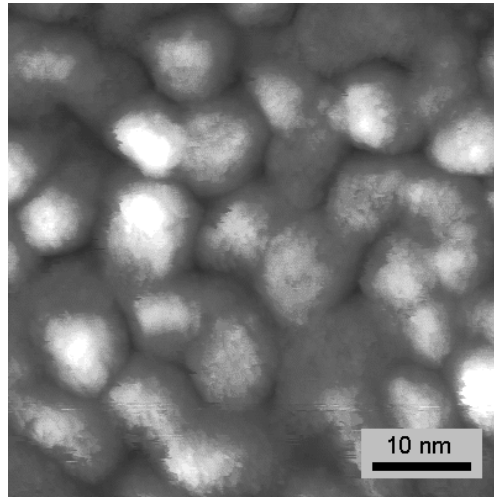


Abbildung 1.4: Rastertunnelmikroskopische Aufnahme einer Pt/Co/Pt-Dreifachlage, welche im Ultrahochvakuum aufgenommen wurde.

senkrecht zur Filmebene abgedünnt, mit Elektronen hoher Energie durchstrahlt und der transmittierte Elektronenstrahl auf einer Bildebene abgebildet. Durch die unterschiedlich starke Streuung und Absorption der Elektronen in den Schichtkomponenten entsteht ein Bildkontrast, welcher als Abbildung des Filmquerschnitts verwendet werden kann. Prinzipiell kann mit Hilfe der TEM-Methode die Morphologie *aller* Grenzflächen in der Multilage (nicht nur der Oberfläche) sichtbar gemacht werden. Man erhält somit ein qualitatives Bild davon, wie sich die Grenzflächen im Verlauf des Filmwachstums entwickelt haben, d.h. in welcher Weise die Rauigkeit der Substratoberfläche von den folgenden Schichten reproduziert werden und wie diese Rauigkeitskorrelationen durch die Schichtfolge hindurch verlaufen. Quantitative Aussagen in Form von statistischen Korrelationsfunktionen sind allerdings mit dieser Methode aufgrund des begrenzten Bildausschnittes und des meist sehr geringen Bildkontrastes nur bedingt zu extrahieren³.

Abbildung 1.5 zeigt TEM-Aufnahmen von einer Multilage der A-Serie (oben) bzw. B-Serie (unten). Zunächst wird deutlich, in welcher Weise sich das nachträg-

³Diese Form der quantitativen Auswertung wird später in Abschnitt 1.4 mit der Methode der diffusen Röntgenstreuung vorgenommen, welche als Streuexperiment dem statistischen Charakter der Grenzflächenrauigkeit Rechnung trägt.

1. ULTRADÜNNE EPITAKTISCHE Co/Pt- HETEROSTRUKTUREN

liche Politurverfahren auf die Rauigkeit der Substratoberfläche auswirkt. Die A-Probe zeigt eine sehr glatte Substratoberfläche und die Vielfachschicht erscheint als durchgehende Lagenstruktur. Bei den unbehandelten B-Proben dagegen zeigt die Grenzfläche zwischen Substrat und Film grobe Modulationen auf einer lateralen Längenskala von 20 nm bis 100 nm. Die grobe Morphologie des B- Substrates wird von der darauf abgeschiedenen Pt-Pufferschicht und der folgenden Co/Pt-Multilage reproduziert. Die Rauigkeiten der Multilagen-Grenzflächen sind also *korreliert* auf lateralen Längenskalen oberhalb von 20 nm. Durch die Reproduktion der 'Substrathügel' ist die Lagenstruktur der Vielfachschicht regelmäßig durch Korngrenzen unterbrochen, d.h. der Film besteht aus einzelnen texturierten Körnern. Trotz der deutlichen Unterschiede in der Substratrauhigkeit und der Zwischenlagenstruktur tritt übereinstimmend in beiden Filmtypen eine Aufrauung an der Filmoberfläche auf, welche einige Atomlagen unter der Oberfläche zu beginnen scheint. Diese Oberflächenstruktur ist identisch mit der oben beschriebenen, in den AFM- und STM-Untersuchungen beobachteten Rauigkeit. Da diese Aufrauung offensichtlich nicht an die Substratrauhigkeit gekoppelt ist und sowohl bei Multilagen als auch bei dünnen Dreifachschichten in gleicher Weise auftritt, ist anzunehmen, daß sie nicht durch den Wachstumsvorgang sondern durch einen *Degradationsprozeß* an der Filmoberfläche hervorgerufen wird.

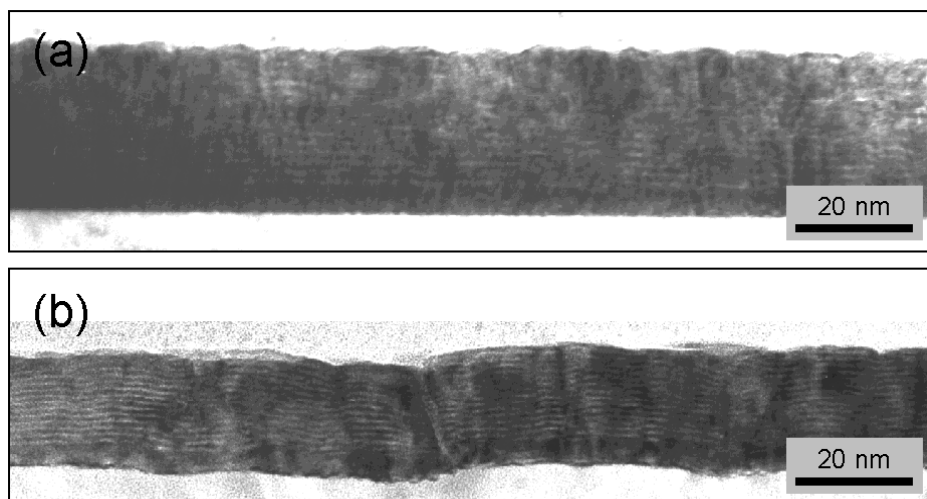


Abbildung 1.5: Transmissionselektronenmikroskopie an zwei Co/Pt-Vielfachschichten (a) auf einem A-Substrat und (b) auf einem B-Substrat (D. Smith, Arizona State University).

1.4 Zwischenlagenstruktur und Grenzflächenmorphologie

Um die Qualität der Grenzflächen und die Korrelation ihrer Rauigkeiten quantitativ zu beschreiben, wurden die Co/Pt-Vielfachschichten und die Pt/Co/Pt-Dreifachschichten mittels Röntgendiffraktometrie untersucht. Die periodische Lagenstruktur der Vielfachschichten definiert eine Übergitterzelle, deren Achsenlänge senkrecht zur Filmebene durch die Modulationslänge $\Lambda = t_{\text{Co}} + t_{\text{Pt}}$ gegeben ist. Durch die Diffraktion an dieser Überstruktur entstehen im Röntgendiffraktogramm neben den Kristallreflexen zusätzliche sogenannte Übergitterreflexe. Da bei den hier untersuchten Proben die Modulationslänge Λ der Überstruktur um eine Größenordnung größer ist als die Wellenlänge $\bar{\lambda} = 0.15418 \text{ nm}$ der verwendeten Röntgenstrahlung⁴, treten die Übergitterreflexe u.a. bei kleinen Streuwinkeln $2\theta \leq 20^\circ$ auf. Bei den hierfür durchgeführten Kleinwinkel-Röntgenmessungen mit streifendem Strahlungseinfall (*grazing incidence*) ist die optische Weglänge des Röntgenlichts im Material groß und Beugungseffekte müssen berücksichtigt werden. Aus diesem Grund ist die Lage des n -ten Überstrukturreflexes durch eine modifizierte Bragg-Gleichung bestimmt [Mic86,Fal93]:

$$\sin^2 \theta = \left(\frac{n\lambda}{2\Lambda} \right)^2 + 2\bar{\delta} \quad (1.1)$$

wobei $1 - \bar{\delta}$ der Realteil des über die Heterostruktur gemittelten komplexen Brechungsindex $N = 1 - \delta - i\beta$ ist⁵ [Plo94]. Die Kleinwinkel-Röntgenspektren enthalten im allgemeinen weitere Intensitätssoszillationen, welche durch die endliche Schichtdicke des gesamten Films oder — im Falle von nicht-periodischen Heterostrukturen — durch die Dicke der Einzelschichten hervorgerufen werden.

Der durch Kleinwinkel-Röntgenmessungen erfaßbare Bereich des reziproken Raums von Vielfachschichten ist schematisch in Abbildung 1.6 dargestellt. Für ei-

⁴Als Röntgenstrahlung wurden die K_α -Linien von Cu-Anoden mit einer gemittelten Wellenlänge von $\bar{\lambda} = (2\lambda_{K_{\alpha 1}} + \lambda_{K_{\alpha 2}})/3 = 0.15418 \text{ nm}$ verwendet.

⁵Die Werte für Pt und Co ergeben sich für Cu- K_α Strahlung aus den Atomformfaktoren und den Atomzahldichten im Volumen zu: $\delta_{\text{Pt}} = 5.18 \cdot 10^{-5}$, $\beta_{\text{Pt}} = 5.21 \cdot 10^{-6}$, $\delta_{\text{Co}} = 2.35 \cdot 10^{-5}$, $\beta_{\text{Co}} = 3.79 \cdot 10^{-6}$.

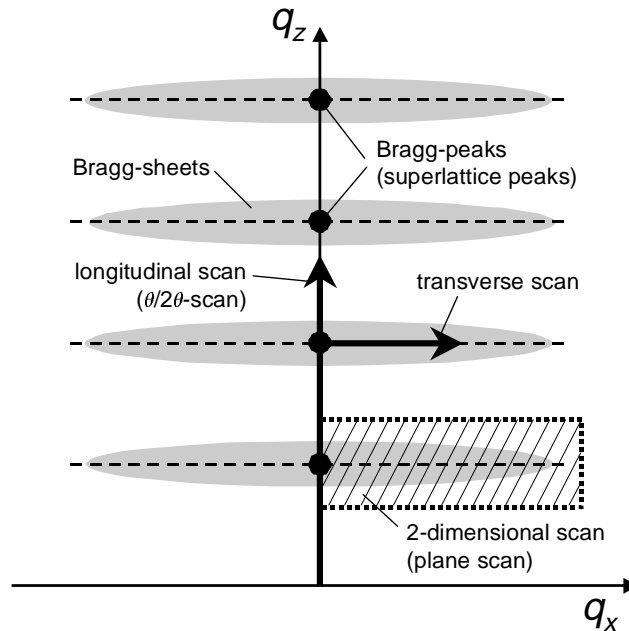


Abbildung 1.6: Schematische Darstellung des reziproken Raumes von Vielfachschichten. Die Bragg-Reflexe entlang der q_z -Achse stammen von der Überstruktur. Im Falle von Grenzflächenrauhigkeiten entstehen für diese q_z -Werte diffuse Bragg-Sheets, deren Ausdehnung mit sinkender Grenzflächenkorrelation zunimmt. Die breiten Pfeile zeigen den Verlauf der eindimensionalen Kleinwinkel-Röntgenmessungen an. Der schraffierte Bereich stellt einen zweidimensionalen Scan dar, bei dem sowohl q_x als auch q_z variiert werden.

ne ideale Vielfachschicht aus einer unendlichen periodischen Stapelfolge von Bilagen mit perfekten Grenzflächen ist der Impulsübertrag \vec{q} ausschließlich senkrecht zur Schichtebene und es entstehen punktförmige Reflexe für $|\vec{q}| \equiv q_z = 2n\pi/\Lambda$. Im realistischen Fall einer begrenzten Bilagenzahl sind diese Reflexe systematisch verbreitert, analog zur Beugung am endlichen Gitter⁶. Sind darüber hinaus die Grenzflächen nicht ideal glatt, so führt dies zu einem zusätzlichen Impulsübertrag $q_x \hat{=} q_y \neq 0$ parallel zur Schichtebene und somit zu einem diffusen Beitrag zur Streuintensität. Die Verteilung dieser diffusen Intensität im reziproken Raum hängt davon ab, in welchem Maße die Rauigkeiten der verschiedenen Grenzflächen korreliert sind. Im Falle einer perfekten Korrelation, d.h. einer vollständigen Replikation einer Morphologie über alle Grenzflächen hinweg, ist die diffuse

⁶Umgekehrt kann man für eine nicht perfekte Stapelfolge aus der Breite der gemessenen Bragg-Reflexe die mittlere Anzahl der kohärent streuenden Bilagen ermitteln.

Streuintensität auf Ebenen mit $q_z = 2n\pi/\Lambda$ begrenzt (gestrichelte Linien). Mit abnehmender Korrelation verbreitern sich diese Ebenen zu sogenannten *Bragg-Sheets*.

Zur Bestimmung der Grenzflächenmorphologie und der Zwischenlagenstruktur von Co/Pt- Vielfachschichten wurde der reziproke Raum mit Hilfe von ein-dimensionalen longitudinalen und transversalen Scans (breite Pfeile in Abb. 1.6) und zweidimensionalen Ebenenscans (schraffierter Bereich in Abb. 1.6) untersucht. Longitudinale Scans ($\theta/2\theta$ -Scans) werden im allgemeinen in spekulärer Geometrie durchgeführt, d.h. es werden nur Impulsüberträge \vec{q} gemessen, welche parallel zur Richtung der Überstruktur (z -Richtung) liegen. In dieser Arbeit wurden die longitudinalen Messungen am Zweikreisdiffraktometer X'Pert-MPD der Firma Philips in *Bragg-Brentano*-Geometrie durchgeführt.

Die transversalen und zweidimensionalen Messungen erfassen auch Streuintensitäten parallel zur Schichtebene und erfordern für die Probenpositionierung einen zusätzlichen Freiheitsgrad. Aus diesem Grund wurden diese Scans an einem Vierkreisdiffraktometer der Firma Huber durchgeführt.

1.4.1 Spekulare Röntgenstreuung

Die Reflektivität einer glatten Fläche ist in spekulärer Geometrie für kleine Einfallswinkel θ durch die Fresnelsche Formel gegeben [Plo94]:

$$R_F = \left(\frac{\sin \theta - \sqrt{N^2 - \cos^2 \theta}}{\sin \theta + \sqrt{N^2 - \cos^2 \theta}} \right)^2 \quad (1.2)$$

Im Falle einer einzelnen Schicht treten im Reflektivitätsspektrum Intensitätssoszillationen auf, welche durch die Interferenz der an den beiden Grenzflächen reflektierten Strahlen entstehen (*Finite-Size* Oszillationen). Bei einer gepufferten Vielfachschicht überlagern sich die Interferenzmuster des Films, der Pufferschicht und der Überstruktur. Die Abstände der jeweiligen Intensitätsmaxima ist durch die entsprechende Schichtdicke bzw. durch die Modulationslänge Λ der Überstruktur über die Gleichung 1.1 gegeben. Im Falle einer rauhen Grenzfläche mit einer rms-Rauhigkeit σ ist die ideale Fresnel-Reflektivität durch den sogenannten statischen Debye-Waller-Faktor gedämpft [Eas78]:

$$R = R_F \cdot \exp(-q_z^2 \sigma^2) \quad (1.3)$$

Aus den spekularen (longitudinalen) Kleinwinkelspektren können also prinzipiell die Geometrie der Schichtstruktur und die mittleren Rauigkeiten der vorhandenen Grenzflächen extrahiert werden. Sehr einfach bestimmt werden können hierbei die Filmdicke, die Pufferdicke und die Modulationslänge der Überstruktur: Trägt man $\sin^2 \theta$ der jeweiligen Oszillationsmaxima über dem Quadrat ihrer Ordnung n^2 auf, so ergibt sich nach Gleichung 1.1 eine Gerade, aus deren Steigung die Schichtdicke bzw. die Modulationslänge ermittelt werden kann [Mic86,Koe98].

Die Grenzflächenrauigkeiten und die einzelnen Schichtdicken innerhalb der Bilagen wirken sich im wesentlichen auf die Form des Reflektivitätsabfalls und die Oszillationsamplituden aus und müssen im allgemeinen anhand von numerischen Fit-Algorithmen bestimmt werden. In der vorliegenden Arbeit wurden diese Größen mit Hilfe des Simulationsprogramms GIXA bestimmt, welches die gemessenen Kleinwinkelspektren im Rahmen des in [Par54] beschriebenen Formalismus durch einen Levenberg-Marquardt Algorithmus fittet⁷.

Abbildung 1.7 zeigt die longitudinalen Kleinwinkel-Röntgenscans zweier simultan hergestellter Co/Pt-Vielfachschichten auf einem A-Substrat (oben) bzw. einem B-Substrat (unten). In beiden Messungen sind deutlich die Bragg-Reflexe der Überstruktur in erster und zweiter Ordnung zu erkennen. Den Spektren sind die Finite-Size Oszillationen des Films und der Pt-Pufferschicht überlagert. Im Vergleich fällt auf, daß sowohl die Überstruktureflexe als auch die Finite-Size Oszillationen im B-Spektrum wesentlich weniger ausgeprägt sind als im A-Spektrum. Dies deutet darauf hin, daß die B-Probe an der Grenzfläche zwischen Substrat und Film eine deutlich höhere mittlere Rauigkeit σ_{Substrat} besitzt. Dies wird anhand numerischer Simulationen der Spektren durch das GIXA-Simulationsprogramm bestätigt, mit dessen Hilfe die mittleren Schichtparameter $t_{\text{Pt-Puffer}}$, t_{Pt} , t_{Co} , $\sigma_{\text{Pt-Puffer}}$, σ_{Pt} und σ_{Co} extrahiert werden können (siehe Bildunterschrift). Im Gegensatz zur Substratrauhigkeit sind internen Grenzflächenrauigkeiten der B-Probe nur leicht gegenüber der A-Probe erhöht. Dies deutet

⁷GIXA = (Glancing Incidence X-Ray Analysis).

Die Arbeitsweise dieses Simulationsprogramms ist ausführlich in [Koe98] beschrieben.

darauf hin, daß die unmittelbar sichtbaren Unterschiede der Kleinwinkelspektren im wesentlichen von der erhöhten spekularen Reflektivität der nachbehandelten Substratoberflächen herrührt. Die mittlere Zwischenlagenstruktur der Vielfachschichten hängt nur in geringem Maße von der Qualität der Substratunterlage ab. Hierbei bedeutet dieses Ergebnis keinesfalls, daß die Grenzflächen der beiden Proben typen tatsächlich qualitativ ähnlich sein müssen. Die aus den spekularen Messungen extrahierten Parameter sind gemittelte Größen, welche keine Aussagen über die genaue Struktur der Grenzflächen zulassen. Um ein genaueres Bild der Zwischenlagenstruktur in den Multilag zu erhalten, wurden weitere Kleinwinkel-Röntgenmessungen in diffuser Streugeometrie durchgeführt. Diese werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

Neben den Co/Pt-Vielfachschichten wurden auch die ultradünnen Pt/Co/Pt-

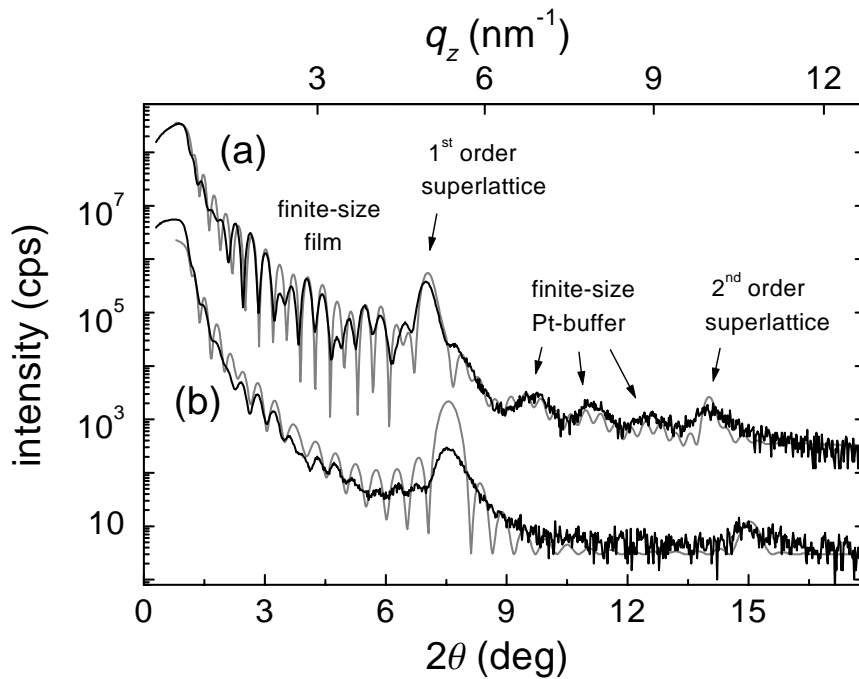


Abbildung 1.7: Longitudinale Kleinwinkel-Röntgenspektren ($\theta/2\theta$ -Scans) von Pt/[Co/Pt]₁₄-Vielfachschichten welche (a) auf einem A-Substrat und (b) auf einem B-Substrat hergestellt wurden. Aus der GIXA-Simulation ergibt sich die mittlere Schichtzusammensetzung von (a) Pt(6.2 nm)/[Co(0.26 nm)/Pt(1.0 nm)]₁₄ und (b) Pt(5.2 nm)/[Co(0.28 nm)/Pt(0.9 nm)]₁₄. Die beste Übereinstimmung zwischen Meßkurven und Simulation ergibt sich für folgende angenommene mittlere Rauigkeiten: (a) $\sigma_{\text{Substrat}} = 0.15 \text{ nm}$, $\sigma_{\text{Pt-Puffer}} = 0.4 \text{ nm}$, $\sigma_{\text{Co}} = 0.2 \text{ nm}$, $\sigma_{\text{Pt}} = 0.3 \text{ nm}$; (b) $\sigma_{\text{Substrat}} = 0.9 \text{ nm}$, $\sigma_{\text{Pt-Puffer}} = 0.4 \text{ nm}$, $\sigma_{\text{Co}} = 0.2 \text{ nm}$, $\sigma_{\text{Pt}} = 0.5 \text{ nm}$.

1. ULTRADÜNNE EPITAKTISCHE Co/Pt-HETEROSTRUKTUREN

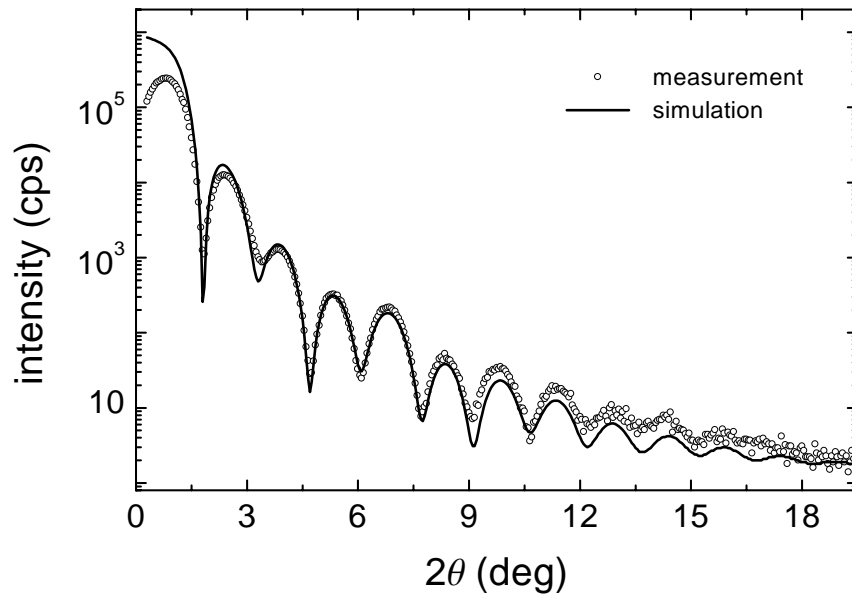


Abbildung 1.8: Longitudinales Kleinwinkel-Röntgenspektrum ($\theta/2\theta$ -Scan) einer Pt(3.22 nm)/Co(0.60 nm)/Pt(2.02 nm)-Dreifachschicht. Die für die Simulation angenommenen mittleren Rauigkeiten betragen $\sigma_{\text{Substrat}} = 0.17$ nm, $\sigma_{\text{Pt-Puffer}} = 0.41$ nm, $\sigma_{\text{Co}} = 0.25$ nm, $\sigma_{\text{Pt}} = 0.05$ nm.

Heterostrukturen mit Hilfe der longitudinalen Kleinwinkelmessungen untersucht. Hierbei dienten diese Messungen vorwiegend dazu, die Schichtgeometrie zu quantifizieren, d.h. sie lieferten die wesentlichen Informationen über die Dicke der einzelnen Schichten und deren Rauigkeiten zur Optimierung der aufwendigen Probenpräparation. Wie in Abbildung 1.8 gezeigt, können die simulierten Spektren außerordentlich genau an die Meßkurven angepaßt werden und erlauben selbst für ultradünne Systeme eine zuverlässige Bestimmung der Schichtparameter (siehe Bildunterschrift). Die gefitteten mittleren Rauigkeiten sind bei den Dreifachlagen auf den nachpolierten Substraten noch etwas geringer als bei den Multilagen der A-Serie. Dies ist im wesentlichen auf einen gegenüber den Multilagen-Serien weiter verbesserten Politurprozeß zurückzuführen. Im Falle der Proben auf den B-Substraten sind die mittleren Rauigkeiten der Dreifachlagen und der Multilagen nahezu identisch.

1.4.2 Diffuse Röntgenstreuung

Aus den spekularen Messungen können ausschließlich Informationen über Strukturen und Modulationen extrahiert werden, die senkrecht zur Filmebene verlaufen. Auch Grenzflächenrauhigkeiten gehen nur als vertikale Größen ein, welche über die gesamte laterale Ausdehnung des Films und — im Falle von Vielschichten — über alle äquivalenten Grenzflächen gemittelt werden. Hierbei wird vernachlässigt, daß Rauigkeiten eine charakteristische Struktur in der Ebene besitzen, deren genaue Form in vielen Fällen von größerem Interesse ist als die mittlere Abweichung von der ideal glatten Fläche.

Im allgemeinen stellt sich eine Grenzfläche als eine (statistische) Überlagerung von Höhenmodulationen mit unterschiedlichen Wellenlängen und Amplituden dar. Dies bedeutet, daß zu messende Rauigkeitsamplituden immer von der lateralen Längenskala abhängen, auf der sie betrachtet werden. So kann z.B. eine Filmoberfläche auf einer Mikrometerskala sehr glatt wirken, obwohl sie im Nanometerbereich durch atomare Unordnung aufgeraut ist. Umgekehrt kann eine Oberfläche eine grobe mesoskopische Facettierung aufweisen, wobei jede einzelne Facette atomar glatt ist. Obwohl beide Fälle grundlegend unterschiedliche Oberflächenstrukturen beschreiben, können sie im Ergebnis identische rms-Rauhigkeiten σ liefern.

Skaleneigenschaften der Rauigkeiten

Die laterale Struktur von Grenzflächen kann mit Hilfe von Röntgenmessungen erfaßt werden, indem man Impulsüberträge parallel zur Filmebene detektiert. Diese nicht-spekularen Streuintensitäten, welche nicht zu einem in-plane-Kristallreflex gehören, werden als *diffus* bezeichnet. Die gemessene diffuse Intensität für einen bestimmten Wert q_{\parallel} ist hierbei einer Rauigkeit zuzuordnen, welche eine mittlere Wellenlänge von $r = 2\pi/q_{\parallel}$ besitzt⁸. Durch ein systematisches Verändern von q_{\parallel} in Form von transversalen Scans kann man — zumindest prinzipiell —

⁸Der Begriff 'Wellenlänge' wird hier nicht in strengem Sinne verwendet, da eine Grenzfläche ja keine exakt periodischen sondern unregelmäßige Strukturen besitzt. Die Wellenlänge einer Rauigkeit wird vielmehr verstanden als ein mittlerer Abstand benachbarter 'Hügel' bzw. 'Täler'.

die Amplituden der Rauigkeiten auf verschiedenen Längenskalen ermitteln. Bei diesen Messungen wird der senkrechte Impulsübertrag festgehalten, wobei sich dessen Wert q_z nach der Struktur richtet, welche untersucht werden soll: Um eine Grenzfläche innerhalb der Multilage zu charakterisieren, muß der q_z -Wert eines Überstruktureflexes ausgewählt werden. Stellt man dagegen q_z auf das Maximum einer *Finite-Fize* Oszillation des longitudinalen Spektrums ein, so können Rückschlüsse auf die Struktur der begrenzenden Flächen des Films gezogen werden.

Wie bei allen Streuexperimenten ist bei Röntgenscans keine eindeutige Abbildung der Grenzflächenmorphologie möglich. Üblicherweise wird deshalb ein parametrisiertes Modell für die Grenzflächenstruktur angenommen, die diffuse Streuintensität in Abhängigkeit von der Längenskala berechnet und mit den experimentellen Röntgenspektren verglichen. Stimmen die Berechnungen für einen gewissen Parametersatz überein, so geht man davon aus, daß das angenommene Modell die Grenzflächenstruktur qualitativ hinreichend beschreibt. Mit Hilfe der Modellparameter kann die Grenzfläche dann quantitativ charakterisiert werden. Die verwendeten Modelle entstammen im allgemeinen der Skalentheorie, da diese in universeller Weise die Längenabhängigkeit von Strukturen über viele Größenordnungen hinweg beschreibt⁹. In diesem Ansatz besitzt die Grenzfläche für Längenskalen r unterhalb einer bestimmten *Cutoff*-Länge (Korrelationslänge) ξ eine selbst-affine fraktale Struktur. Für Abstände $r > \xi$ erscheint sie glatt [Sin88,Sal95]. Das fraktale Modell impliziert also eine maximale Wellenlänge für Rauigkeiten, wie sie z.B. durch die Probedicke oder auch die Korngröße der Filme gegeben ist. Diese fraktale Struktur kann statistisch mit Hilfe der Höhen-Höhen-Korrelationsfunktion

$$C(r) = \langle z(r)z(0) \rangle = \sigma^2 \cdot \exp \left[- \left(\frac{r}{\xi} \right)^{2h} \right] \quad (1.4)$$

beschrieben werden. Hierbei ist $z(r)$ die vertikale Grenzflächenposition am latera-

⁹In Kapitel 4 wird eine kurze Einführung in die Skalentheorie gegeben und der physikalische Zusammenhang zu unregelmäßigen Grenzflächen am Beispiel magnetischer Domänenwände ausführlich diskutiert.

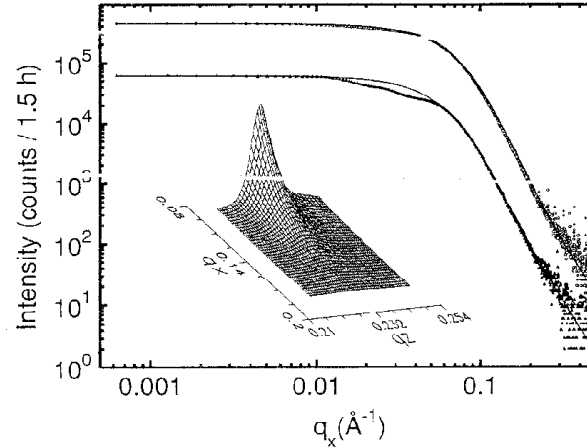


Abbildung 1.9: Diffuse Intensität als Funktion des parallelen Impulsübertrages für eine $\text{Ni}_{0.81}\text{Fe}_{0.19}$ Vielfachschicht auf Au(100) (obere Kurve) bzw. auf Au(111) (untere Kurve). Der Inset zeigt einen zweidimensionalen Scan der Multilage auf Au(111) (nach [Pan95]).

len Ort r , σ die rms-Rauhigkeit $\langle z^2 \rangle$, und h ist der sogenannte *Hurst-Parameter*¹⁰. Der Hurst-Parameter beschreibt die Art der Aufrauung und nimmt Werte an zwischen 0 (extrem aufgerauht) und 1 (ideal glatt). Die fraktale Dimension der Grenzfläche ist definiert durch $D = 3 - h$ [Man82]. Die diffuse Streuintensität einer solchen fraktalen Grenzfläche ergibt sich in erster Bornscher Näherung zu [Sin88,Pan95,Boe96]:

$$I_{\text{diff}}(\vec{q}) = \frac{2\pi}{q_z^2} \cdot e^{-q_z^2 \sigma^2} \cdot \int_0^\infty \left[e^{q_z^2 \langle z(r)z(0) \rangle} - 1 \right] J_0(q_r r) r dr \quad (1.5)$$

wobei $\langle z(r)z(0) \rangle$ durch (1.4) gegeben ist.

Abbildung 1.9 zeigt ein typisches transversales Röntgenspektrum einer Ni/Fe Vielfachschicht, welches mit dem fraktalen Modell (1.5) angefitet wurde [Pan95]. Für kleine Impulsüberträge q_x (große Längenskalen) bleibt die Streuintensität konstant, welches eine Auswirkung der glatten Struktur oberhalb einer Korrelationslänge ist. Im Limit großer q_x findet man eine Intensitätsabnahme in Form eines Potenzgesetzes, als Ausdruck der fraktalen Struktur auf kleinen Längenskalen. Wie man erkennen kann, stimmt die berechnete Intensität sehr gut mit der

¹⁰Die in der Röntgenstrukturanalyse verwendeten Variablennamen weichen von den in der mathematischen Skalentheorie üblichen ab: z ist hierbei analog zur Höhenfunktion h und der Hurst-Parameter h entspricht dem Rauigkeitsexponenten α .

1. ULTRADÜNNE EPITAKTISCHE Co/Pt-HETEROSTRUKTUREN

Meßkurve überein, wodurch sowohl der Hurst-Parameter als auch die Korrelationslänge zuverlässig quantitativ bestimmt werden können ($h = 0.9$, $\xi = 3.6$ nm). In Abbildung 1.10 sind drei transversale Scans an der in Abbildung 1.7 gezeigten A-Multilage dargestellt. Die offenen Symbole zeigen Scans an Oberflächenreflexen mit q_z -Werten von 1.85 nm^{-1} (Δ) bzw. 4.25 nm^{-1} (\square). Diese Kurven zeigen diejenige diffuse Intensität, welche durch die Rauigkeit der Film- und Substratoberfläche bedingt ist. Die Meßdaten können sehr gut mit Hilfe des fraktalen Modells angepaßt werden (durchgezogene Linien): Die besten Übereinstimmungen ergeben sich hierbei durch die Annahme eines Hurst-Parameters von ca. 0.7 und große Korrelationslängen im Bereich von 100 nm. Für große parallele Impulsüberträge ($q_x > 0.1 \text{ nm}^{-1}$) bleibt die gemessene Intensität wieder nahezu konstant und die Kurven weichen systematisch vom fraktalen Modell ab. Es konnte durch unabhängige Messungen gezeigt werden, daß diese gleichbleibende Zählrate auf die Untergrundintensität des Meßaufbaus am Vierkreis-Diffraktometer zurückzuführen ist und nicht von der jeweiligen Probe abhängt.

Die Kurve aus geschlossenen Symbolen (\bullet) zeigt den transversalen Scan eines Multilagenreflexes mit $q_z = 5.2 \text{ nm}^{-1}$. In dieser Messung zeichnet sich die gleiche Struktur ab, welche in den Scans der Oberflächenreflexe beobachtet wurde mit leicht veränderten Parametern von $h = 0.65$ und $\xi = 190$ nm. Für große q_x tritt allerdings ein zusätzliches 'Knie' auf, dessen Plateau sich in der Intensität deutlich vom Untergrund abhebt. Da diese Kurvenform ausschließlich für solche q_z auftritt, die einem Multilagenreflex entsprechen, ist davon auszugehen, daß das zweite 'Knie' von den Eigenschaften der Co/Pt-Grenzflächen innerhalb der Vielfachschicht herrührt. Die systematisch unterschiedliche Form der transversalen Scans für die Oberflächenreflexe und die Multilagenreflexe läßt darauf schließen, daß die internen Grenzflächen zwischen Co und Pt eine eigene morphologische Eigenschaft aufweisen, welche nicht durch das Substrat vorgegeben ist. Um diese Grenzflächenmorphologie zu beschreiben, wird das zweite Kurvencharakteristikum im Rahmen des fraktalen Modells durch einen zweiten Parametersatz angepaßt. Die beste Übereinstimmung erhält man für einen niedrigen Hurst-Parameter $h = 0.6$ und eine *cutoff-Länge* $\xi = 6$ nm wodurch sich bildlich folgende Morphologie der Co/Pt-Grenzfläche ergibt: Auf großen Längenskalen bis hinunter zu ca. 20 Atomabständen erscheint die Grenzfläche glatt. Für kürzere Abstände weist

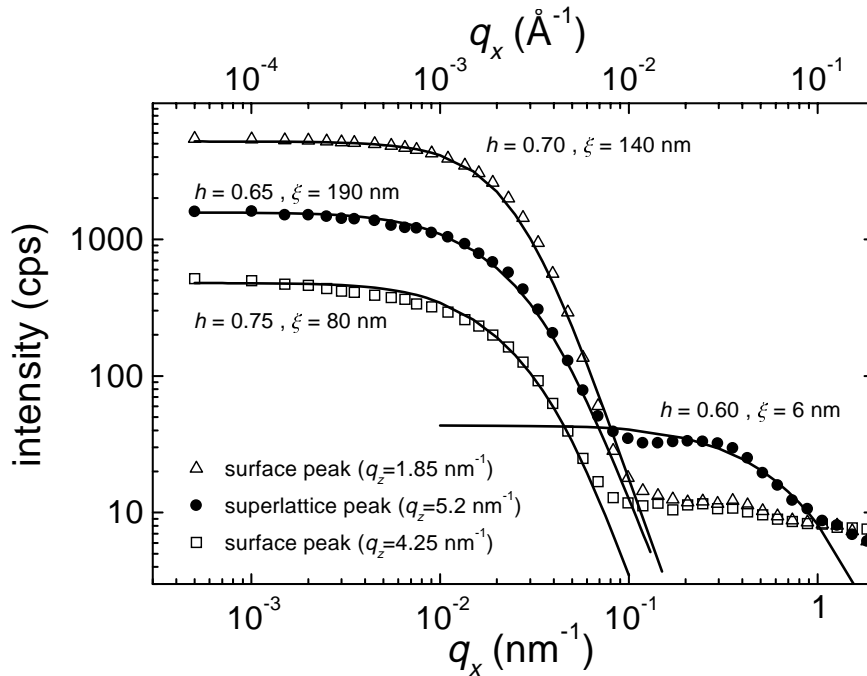


Abbildung 1.10: Drei transversale Röntgenscans einer Co/Pt-Vielfachschicht auf einem A-Substrat für unterschiedliche Werte von q_z . Die Messungen zeigen die diffuse Intensität zweier Oberflächenpeaks (\triangle : $q_z = 1.85 \text{ nm}^{-1}$, \square : $q_z = 4.25 \text{ nm}^{-1}$) und des ersten Überstrukturreflexes (\bullet : $q_z = 5.2 \text{ nm}^{-1}$). Die durchgezogenen Kurven zeigen die im Rahmen des fraktalen Modells numerisch berechneten Intensitätsverläufe. Die entsprechenden Werte für den Hurst-Parameter h und die Korrelationslänge ξ sind an den jeweiligen Kurven angegeben.

sie eine fraktale Struktur auf, welche aufgrund des niedrigeren Hurst-Parameters deutlich aufgerauhter ist als die Substratoberfläche.

Bisher wurde die Zuordnung der beiden Kurvencharakteristika zur Filmoberfläche bzw. zur Co/Pt-Grenzfläche nur aufgrund des q_z -Wertes getroffen, bei welchem sie auftraten. Allerdings ist das Auftreten des ersten 'Knies' bei den Maxima der Finite-Size Oszillationen kein zwingendes Argument dafür, daß diese Eigenschaft ausschließlich von der Substratoberfläche herrührt. Anhand der TEM-Aufnahmen wurde bereits festgestellt, daß die Rauzigkeit der Substratoberfläche deutlich durch das Politurverfahren verändert werden kann. Durch einen Vergleich der transversalen Spektren zweier Multilagen auf unterschiedlich behandelten Substraten, sollte sich deshalb der vermutete Zusammenhang zwischen der großen Korrelationslänge und der Substratoberfläche bestätigen lassen.

In Abbildung 1.11 sind die transversalen Scans des ersten Multilagenreflexes der

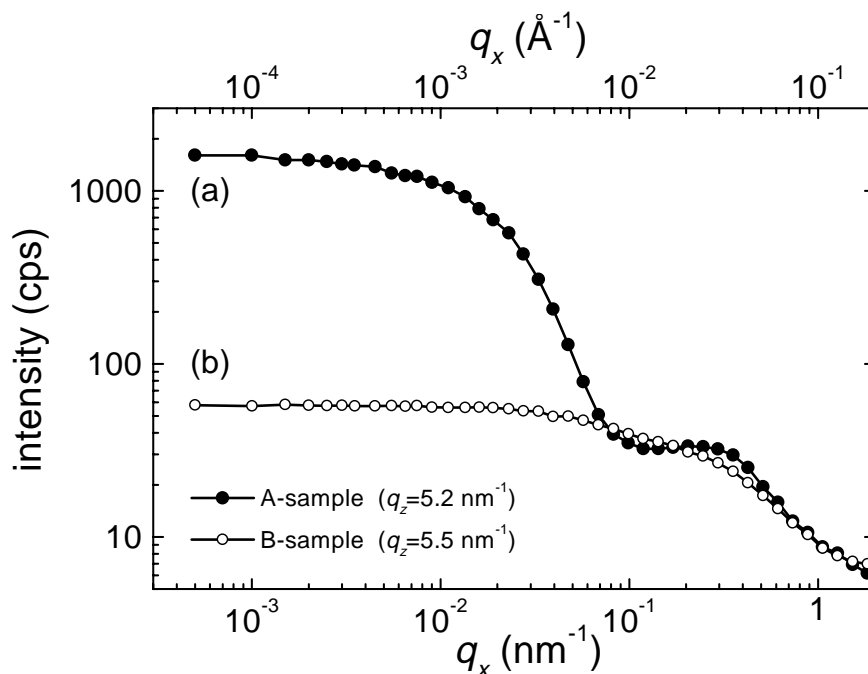


Abbildung 1.11: Vergleich der transversalen Kleinwinkel-Röntgenspektren des ersten Multilagenreflexes zweier Co/Pt-Vielfachschichten auf einem A-Substrat (●) bzw. einem B-Substrat (○).

beiden in Abbildung 1.7 gezeigten komplementären Vielfachschichten gegenübergestellt. Es fällt auf, daß im Spektrum der B-Probe das erste 'Knie' im Vergleich zur A-Probe wesentlich schwächer ausgeprägt ist. Demgegenüber tritt das zweite Knie übereinstimmend in beiden Spektren auf, und zwar sowohl bei gleichem parallelen Impulsübertrag als auch mit identischer Intensität. Die Unterdrückung des ersten Knies in den B-Proben deutet darauf hin, daß die große Korrelationslänge tatsächlich mit der Morphologie der Substratoberfläche verbunden ist und maßgeblich durch den Politurprozeß hervorgerufen wird. Andererseits zeigen die obigen Messungen, daß die beobachtete kurze Korrelationslänge im Bereich von 6 nm eine universelle Eigenschaft der Grenzfläche zwischen Co und Pt ist, welche nicht von der Beschaffenheit des Substrates beeinflusst wird.

Kreuzkorrelationen der Rauigkeiten

In Kapitel 1.3 wurde anhand der TEM-Aufnahmen bereits angesprochen, daß die Rauigkeit der einzelnen Co/Pt-Grenzflächen innerhalb der Multilage in ge-

wissem Maße untereinander korreliert ist. Man bezeichnet die Replikation der Rauigkeiten von einer Grenzfläche zur anderen als Kreuzkorrelation (*Cross Correlation*), welche analog zu (1.4) durch die Korrelationsfunktion

$$C_{\text{cross}}(r) = \langle z_i(r)z_j(0) \rangle \quad (1.6)$$

beschrieben wird, wobei hier i und j für die i -te bzw. j -te Grenzfläche stehen. In den bisherigen Analysen wurde der Einfluß der Kreuzkorrelation allerdings noch nicht berücksichtigt, da in den eindimensionalen transversalen Messungen die Summe der diffusen Intensitäten aller vorhandenen Co/Pt-Grenzflächen als Meßgröße eingeht.

Die vertikale Kohärenz in einer ideal glatten Überstruktur kann bekanntermaßen aus der Breite der Überstruktureflexe in einem spekularen (longitudinalen) Scan ermittelt werden: Die Schärfe der Reflexe ist gegeben durch die Anzahl der kohärent streuenden Netzebenen — analog zur Beugung am endlichen Gitter. Um Rückschlüsse auf die vertikale Korrelation von nicht-idealen rauhen Überstrukturen treffen zu können, muß zunächst die ideal spekulare Geometrie verlassen werden, d.h. der q_x -Wert wird auf die Längenskala eingestellt, auf der sich die zu untersuchende Rauigkeit befindet. Aus der Breite des diffusen Reflexes in einem folgenden q_z -Scan kann dann ermittelt werden, über wieviele Grenzflächen hinweg genau diese Rauigkeit repliziert wird. Ein umfassendes Bild erhält man durch zweidimensionale q_x - q_z -Scans, welche die Analyse der Rauigkeitskorrelationen auf unterschiedlichen Längenskalen ermöglichen.

Im allgemeinen steigt die Breite der Multilagenreflexe mit steigendem q_x an, d.h. die Korrelation der Rauigkeiten nimmt zu kleineren Längenskalen hin ab: Während langwellige Höhenmodulationen in der Regel durch den gesamten Film hindurch noch ideal repliziert werden, ist es äußerst unwahrscheinlich, daß das Wachstum der oberen Schichten einer Multilage von atomaren Unregelmäßigkeiten tiefer gelegener Schichten beeinflusst wird. Im Inset von Abbildung 1.9 ist exemplarisch die zweidimensionale Verteilung der diffusen Intensität um den Multilagenreflex einer $\text{Ni}_{0.81}\text{Fe}_{0.19}/\text{Au}$ Vielfachschicht dargestellt [Pan95]. Sie zeigt das charakteristische 'Verlaufen' des Überstruktureflexes zu größeren q_x -Werten hin, wie es ebenfalls in anderen Multilagensystemen gemessen wurde [Sal94]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden analoge q_x - q_z -Messungen an den oben vorgestellten

1. ULTRADÜNNE EPITAKTISCHE Co/Pt- HETEROSTRUKTUREN

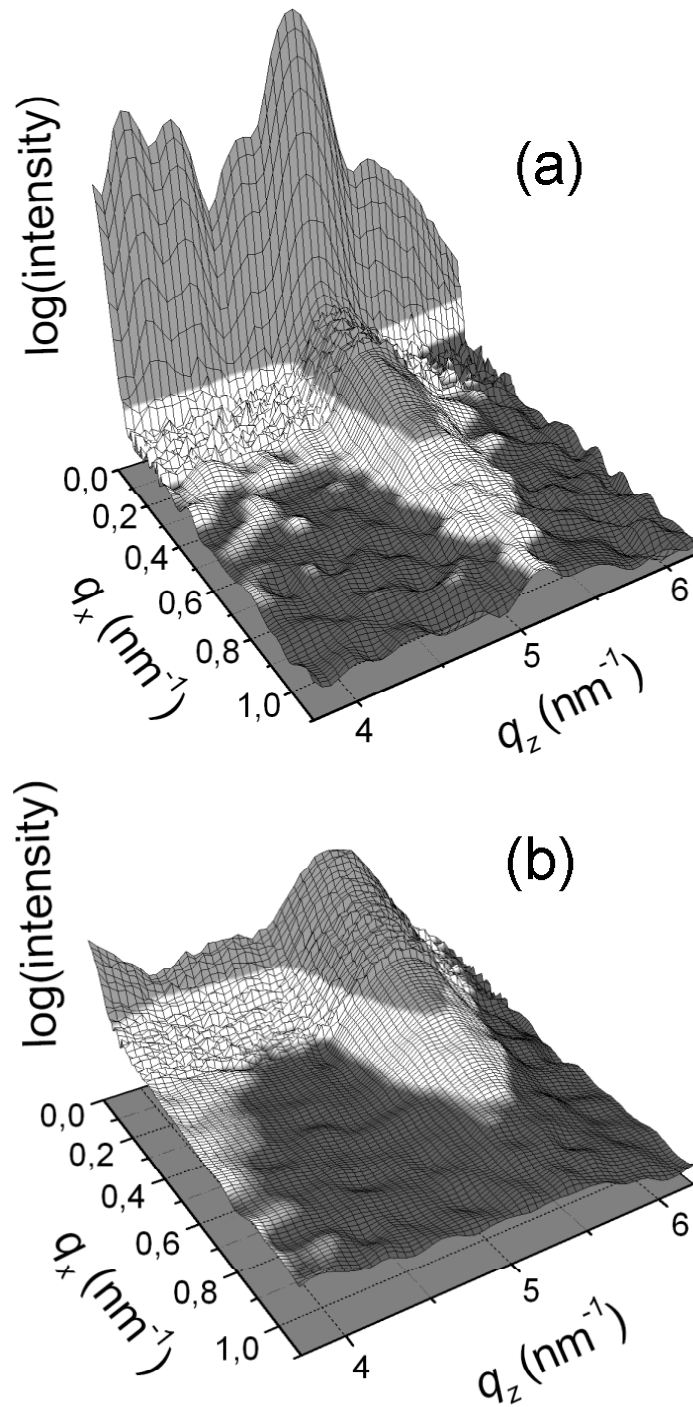


Abbildung 1.12: Zweidimensionale diffuse Röntgenspektren in der Nähe des 1. Überstrukturreflexes zweier Co/Pt- Vielschichten auf einem A-Substrat (oben) bzw. einem B-Substrat (unten).

Co/Pt- Vielfachschichten durchgeführt (siehe Abbildung 1.12). Im Teilbild 1.12a der A-Probe ist deutlich erkennbar, daß die dem ersten 'Knie' zugeordnete, für kleine q_x erhöhte Intensität sich über den gesamten q_z -Bereich erstreckt. Hier wird also noch einmal in umfassender Weise deutlich, daß die damit verbundene große Korrelationslänge eine Eigenschaft der gesamten Probe und nicht nur der Überstruktur ist.

In beiden Teilbildern ist das Bragg-Sheet des ersten Überstrukturefflexes bis zu einem q_x -Wert von 0.8 nm^{-1} zu erkennen. Allerdings wird auch sichtbar, daß das Bragg-Sheet der B-Probe wesentlich breiter ist als das der A-Probe. Dieses belegt auf Anhieb, daß die Kreuzkorrelation für mittlere Längenskalen durch die Nachbehandlung des Substrates wesentlich erhöht werden kann, was ja bereits anhand der TEM-Aufnahmen in Kapitel 1.3 vermutet wurde. Um die Kreuzkorrelation in Abhängigkeit der lateralen Längenskala zu quantifizieren, kann man — analog zu den eindimensionalen transversalen Messungen — ein mit Hilfe der Gleichung (1.5) berechnetes diffuses Spektrum mit den gemessenen Intensitäten vergleichen. Hierbei muß als Korrelationsfunktion nun die Kreuzkorrelationsfunktion (1.6) verwendet werden, für die wiederum zuvor eine funktionale Form angenommen werden muß. Da allerdings die Replikation von Rauigkeiten von den Wachstumsarten beider Filmkomponenten abhängt, sind die hierfür benötigten Modelle weit weniger universell als die skalentheoretischen Ansätze für eine einzelne Grenzfläche und sind ohne detaillierte Kenntnisse über die Wachstumswechselwirkung der Komponenten untereinander nur schwer zu rechtfertigen. Um die Kreuzkorrelation der Grenzflächen dennoch quantifizieren zu können, wurde in dieser Arbeit die modellunabhängige Größe $N(r)$ verwendet, welche phänomenologisch die Anzahl kohärent streuender Lagen beschreibt. Auf die Rauigkeiten einer bestimmten Längenskala r bezogen bedeutet dies, daß die Kreuzkorrelation nach N Grenzflächen auf $1/e$ ihres ursprünglichen Wertes gedämpft ist. Aus den zweidimensionalen Messungen wird $N(r)$ extrahiert über die Anpassung der $I(q_z)$ -Kurven für ein festes $q_x = 2\pi/r$ an die Intensität des endlichen Gitters, ergänzt um einen statischen Debye-Waller-Faktor [Gib93,Sal94]:

$$I(q_z) \propto \exp(-q_z^2 \sigma^2) \cdot \frac{\sin^2(Nq_z d/2)}{\sin^2(q_z d/2)} \quad (1.7)$$

Hierbei ist d die Dicke einer Bilage. In Abbildung 1.13 ist die Anzahl der korre-

lierten Grenzflächen als Funktion der lateralen Längenskala r dargestellt, welche anhand der beiden zweidimensionalen Spektren 1.12a und b ermittelt wurde. Da die gefitteten Werte für N stark streuen, wurden über beide Meßkurven Linien zur Führung der Augen eingezeichnet. Diesen Linien liegt — wie vorher schon angedeutet — kein Modell für die Skalenabhängigkeit der Kreuzkorrelation zugrunde, zumal die begrenzte Anzahl der Datenpunkte ohnehin keine sinnvolle Auswertung zulassen würde.

Auf großen Längenskalen zeigt die A-Probe eine vollständige Korrelation über alle 14 Bilagen. Diese Eigenschaft ist in eindeutiger Weise auf die verbesserte Oberflächenqualität des Substrates durch die Nachpolitur zurückzuführen. Demgegenüber sind in der B-Probe maximal 8 Bilagen korreliert, selbst für sehr große Längenskalen. Im Bereich zwischen 100 nm und 10 nm zeigen beide Proben eine systematische Abnahme der Korrelation, wobei diese bei der A-Probe wesentlich steiler verläuft als bei der B-Probe. Unterhalb von 6 nm sind die Rauigkeitskorrelationen in beiden Probentypen völlig verschwunden. Dieser Wert

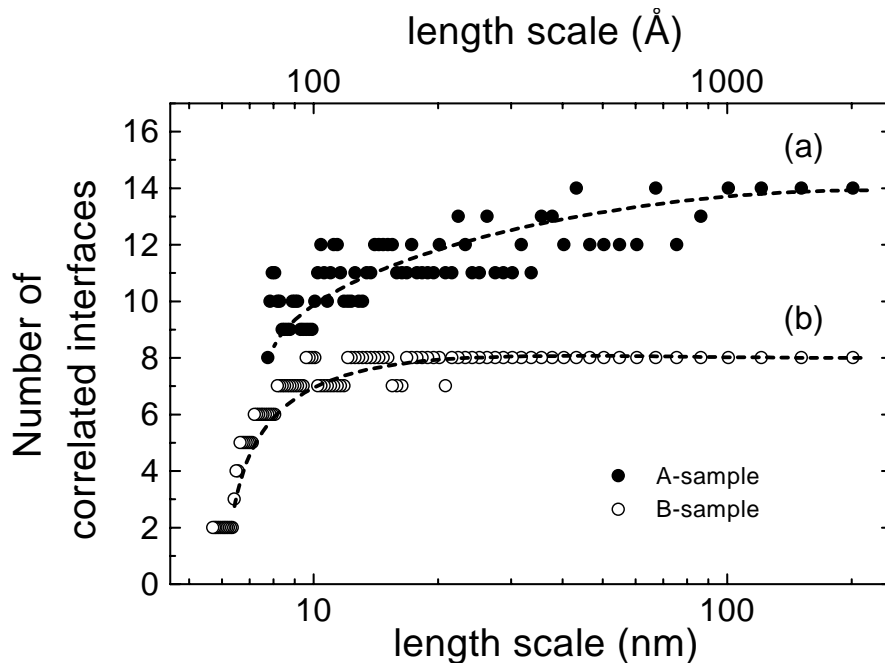


Abbildung 1.13: Abhängigkeit der Grenzflächenkorrelation von der lateralen Längenskala für Co/Pt- Vielfachschichten auf A-Substraten (●) und B-Substraten (○). Die gestrichelten Linien sind zur Führung der Augen eingezeichnet.

stimmt exakt mit der kurzen Korrelationslänge überein, welche in den eindimensionalen transversalen Scans beobachtet wurde. Die Messungen der Kreuzkorrelation bestätigen also die Vermutung, daß es sich bei der kurzen Korrelationslänge um eine generelle Eigenschaft von Co/Pt-Vielfachschichten handelt, welche nicht durch die Qualität des Substrates beeinflusst ist. Die naheliegendste Ursache für eine generelle probenunabhängige Aufrauung der Grenzfläche auf Längenskalen von einigen Gitterkonstanten ist die Interdiffusion von Co und Pt. Neben der Bildung einer CoPt-Legierung wurde die ungeordnete Interdiffusion an der Grenzfläche in zahlreichen Arbeiten als Ursache für die magnetischen Eigenschaften von Co/Pt-Vielfachschichten vermutet (siehe Abschnitt 2). In den meisten Fällen beruhte diese Annahme auf der Auswertung der longitudinalen Röntgenscans [Zep89,McI96], wobei die genaue laterale Struktur der Grenzfläche unbestimmt blieb. Im Rahmen neuester in-situ STM-Untersuchungen konnte das Wachstumsverhalten von Sub-Monolagen Co auf Pt(111)-Einkristallen direkt beobachtet werden und anhand von Clustergrößen charakteristische Längenskalen extrahiert werden [Tsa98a,Tsa98b]. Obwohl diese Beobachtungen ein umfangreiches Bild des Wachstumsprozesses an der Grenzfläche geben, ermöglichen sie keine tiefensensitive Analyse der Grenzflächenstruktur. Diese Lücke wurde durch neuere Experimente geschlossen, in welchen mit Hilfe resonanter Röntgenstreuung die Grenzflächenstrukturen während des Filmwachstums untersucht wurden [Fer97c]. Durch die verwendete Meßgeometrie mit streifendem Strahlungseinfall und großen Streuwinkeln waren diese Messungen sensitiv auf die in-plane Struktur der ersten Co-Atomlagen sowie auf die Konzentration interdiffundierender Atome. Über die Morphologie der Grenzflächen und die Kreuzkorrelationen ihrer Rauigkeiten konnten keine Aussagen getroffen werden. Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten diffusen Streuexperimente im Kleinwinkelbereich stellen eine wertvolle Ergänzung dieser Untersuchungen dar, indem sie die charakteristischen Längenskalen des Interdiffusionsprozesses offenlegen.

Es bleibt anzumerken, daß die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Analysen sich auf Co/Pt-Vielfachschichten beschränken, welche bei einer Depositionstemperatur von 100°C hergestellt wurden. Da der Interdiffusionsprozeß an der Grenzfläche jedoch sehr stark temperaturabhängig ist [Fer97c,Tra99], sind die hier getroffenen Aussagen nur für einen kleinen Teil der insgesamt möglichen

Grenzflächenstrukturen von Co/Pt-Multilagen unmittelbar relevant. Sie liefern dennoch wertvolle Anhaltspunkte, um den Zusammenhang zwischen der Struktur und den magnetischen Eigenschaften der vorliegenden Proben zu klären (siehe Kapitel 2).

1.5 Kristalline Ordnung

Wie bereits einleitend erläutert, hat die strukturelle Unordnung in den Schichten direkte Auswirkungen auf die magnetischen Eigenschaften. Hierbei umfaßt die Unordnung nicht nur die Rauigkeit oder die Interdiffusion an den Grenzflächen, sondern auch kohärenzbegrenzende Phänomene innerhalb des Kristallsystems, wie z.B. die Kristallitbildung oder die Formation unterschiedlicher fcc-Wachstumsdomänen in der Ebene. In den drei folgenden Abschnitten wird mit Hilfe von Großwinkel-Röntgenstrukturanalysen die kristalline Kohärenz der Filme in Wachstumsrichtung und in der Filmebene untersucht und der Einfluß der Substratbehandlung auf die Kristallstruktur der Schichten diskutiert.

1.5.1 Textur

Um die Wachstumsrichtung der Filme zu ermitteln, wurden longitudinale Röntgenscans im Großwinkelbereich ($2\theta \geq 20^\circ$) durchgeführt. Die Spektren enthalten im wesentlichen die Kristallreflexe der Einzelschichten und des Substrates. Im Falle von Vielfachschichten treten um diese Reflexe herum Satelliten-Peaks auf, welche von der Überstruktur der Filme herrühren. Die Winkellage dieser Überstrukturreflexe ist gegeben durch [Ful92]:

$$\frac{2 \sin(\theta)}{\lambda} = \frac{1}{d} \pm \frac{n}{\Lambda} \quad (1.8)$$

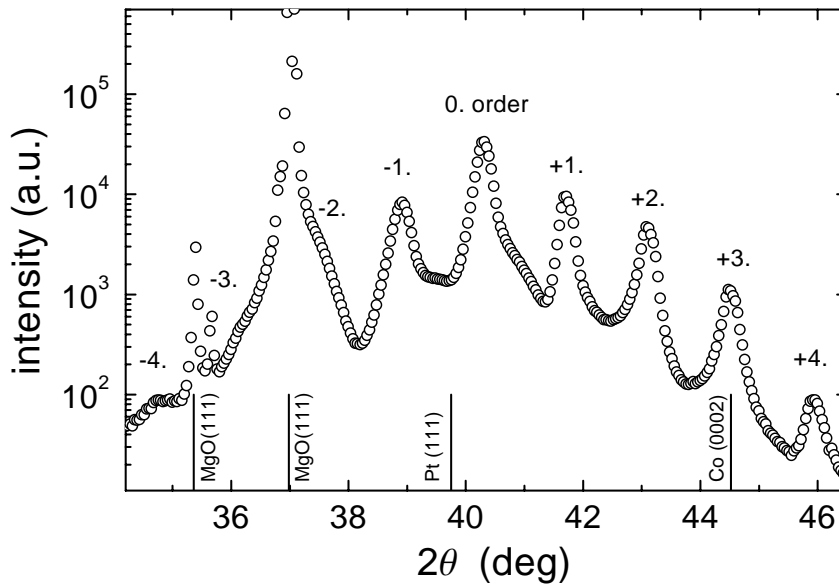


Abbildung 1.14: Longitudinales Großwinkel-Röntgenspektrum ($\theta/2\theta$ -scan) einer Pt(4 nm)/[Co(2.57 nm)/Pt(4.04 nm)]₁₄-Vielfachschicht.

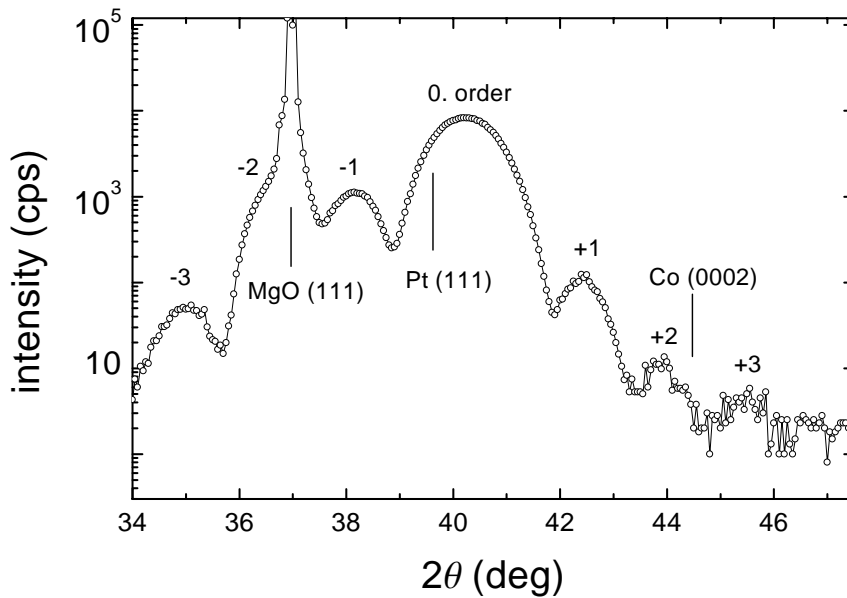


Abbildung 1.15: Longitudinales Großwinkel-Röntgenspektrum ($\theta/2\theta$ -scan) einer Pt(3.2 nm)/Co(0.6 nm)/Pt(1.8 nm)-Dreifachschicht.

wobei \bar{d} der mittlere Netzebenenabstand der Komponenten senkrecht zur Filmebene ist. In Abbildung 1.14 ist ein longitudinales Großwinkelspektrum einer Pt(4 nm)/[Pt(4.04 nm)/Co(2.57 nm)]₁₄-Multilage um den Pt(111)-Reflex herum dargestellt. Die Satellitenreflexe sind symmetrisch um den Reflex 0. Ordnung in der Nähe des Pt(111)-Reflexes angeordnet, dessen Position jedoch aufgrund der kleineren gemittelten Gitterkonstante von Pt(4.04 nm) und Co(2.57 nm) leicht gegenüber dem Pt(111)-Peak zu größeren Winkeln hin verschoben ist. Die longitudinalen Großwinkelscans bestätigen, daß die Co/Pt-Multilagen auf MgO (111) eine deutliche (111)-Textur besitzen und zwar sowohl auf nachpolierten A-Substraten als auch auf B-Substraten [Koe98]. Aus der Form der Satellitenreflexe und der Größe des Winkelbereichs, in dem sie auftreten, können mit Hilfe von Simulationsprogrammen (z.B. SUPREX [Van91]) Rückschlüsse auf die Zwischenlagenstruktur der Vielfachschichten gezogen werden. Dies erfolgt analog zu den Analysen der longitudinalen Spektren im Kleinwinkelbereich. Diese Untersuchungen wurden bereits intensiv in [Koe98] durchgeführt, lieferten jedoch im Vergleich zu den Kleinwinkelanalysen keine zusätzlichen Informationen. Aus diesem Grund werden im Rahmen dieser Arbeit die Großwinkelspektren nicht zur Analyse der Zwischenlagenstruktur sondern ausschließlich zur Qualifizierung der kristallinen Eigenschaften verwendet.

Die an den Pt/Co/Pt-Trilagen durchgeführten longitudinalen Scans zeigen ein analoges Ergebnis (Abbildung 1.15), mit dem Unterschied, daß die hier zutage tretende Überstruktur durch die begrenzte Filmdicke bedingt ist (*Finite-Size* Oszillationen). Die Lage des Hauptmaximums in der Nähe des Pt(111)-Reflexes bestätigt die klare (111)-Textur, wobei der leichte positive Versatz auf die Kompression der Pt-Einheitszelle aufgrund der benachbarten Co-Schicht hinweist.

1.5.2 Laterale kristalline Kohärenz

Um die Güte der Textur zu charakterisieren, ist es notwendig, die kristalline Kohärenz in der Filmebene zu bestimmen. Wie bereits anhand der TEM-Aufnahmen deutlich wurde, wachsen dünne Filme im allgemeinen nicht ideal lagenförmig, sondern bestehen aus Kristalliten, welche durch Korngrenzen voneinander getrennt sind. Die relative Orientierung der Kristallitachsen relativ zur

Filmnormalen streut dabei in einem bestimmten Maße um einen Mittelwert. Die Breite dieser Verteilung bestimmt die Güte der Textur. Einen Kristall mit einer gaußverteilten Vorzugsorientierung von Kristalliten nennt man *klassischen Mosaikkristall* [Dar14]. Die Kristallitbildung wirkt sich auf zweierlei Art auf die Röntgenspektren der Filme aus: Die begrenzte Größe der Kristallite führt zu einer Verbreiterung der reziproken Gitterpunkte. Insbesondere kann aus der lateralen Halbwertsbreite Δq_x auf die mittlere Kristallitgröße ξ_{\parallel} in der Ebene geschlossen werden ($\xi_{\parallel} \approx 2\pi/q_x$) (Abbildung 1.16b). Der auszumessende reziproke Raum besteht aus einer Überlagerung der reziproken Gitter aller Kristallite. Eine gegenseitige Verdrehung der Kristallite zueinander führt dazu, daß die Reflexe als Kreisbögen erscheinen, deren gemeinsamer Mittelpunkt der Ursprung des rezipro-

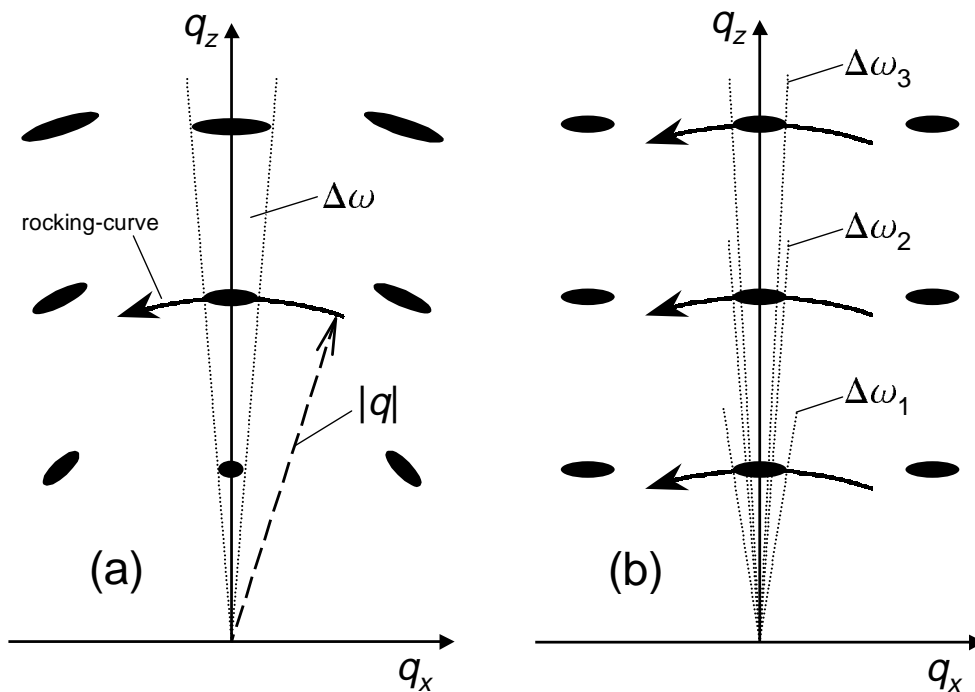


Abbildung 1.16: Schematische Darstellung des reziproken Raumes von Filmen mit begrenzter lateraler kristalliner Kohärenz. Teilbild (a) zeigt die verbreiterten Reflexe eines typischen Mosaikkristalls. Der breite Pfeil zeigt den Verlauf einer Rockingkurve für den Impulsübertrag $|q|$ an. Aufgrund der Rotationsnatur des Mosaikkristalls ist die Winkelbreite $\Delta\omega$ für alle Reflexordnungen gleich. In Teilbild (b) sind die Reflexe eines hochgeordneten Kristalls mit endlicher lateraler Kohärenzlänge dargestellt. In diesem Fall ist die Verbreiterung der reziproken Gitterpunkte konstant und die Halbwertsbreite der Rockingkurve nimmt mit steigender Reflexordnung ab.

ken Raums ist (Abbildung 1.16a). Durch die Vermessung der Intensität entlang eines solchen Kreisbogens kann die Breite der Verteilung der Kristallorientierungen (*mosaic spread*) ermittelt werden.

Eine solche Messung wird mit Hilfe sogenannter *Rockingkurven* durchgeführt. Bei dieser Meßmethode wird in einem Zweikreisdiffraktometer der Detektor auf den Streuwinkel 2θ eines Kristallreflexes (Großwinkelbereich) eingestellt und der Probenwinkel ω um den Wert $2\theta/2$ herum gefahren ('*rocking*'). Da der gefahrene Winkelbereich meist weniger als 5° ist, handelt es sich bei einer Rockingkurve im wesentlichen um einen transversalen Scan. Durch den Vergleich von Rockingkurven an äquivalenten Reflexen unterschiedlicher Ordnung (z.B. (111) und (222)) kann zwischen den beiden oben beschriebenen kohärenzbeschränkenden Phänomenen unterschieden werden: Bleibt die Halbwertsbreite $\Delta\omega$ der Rockingkurven über alle Ordnungen gleich, so ist die beobachtete Verbreiterung auf die Verdrehung der Kristallite zurückzuführen. Wird $\Delta\omega$ dagegen für höhere Ordnungen kleiner, so ist die Reflexverbreiterung vornehmlich durch die Kristallitgröße be-

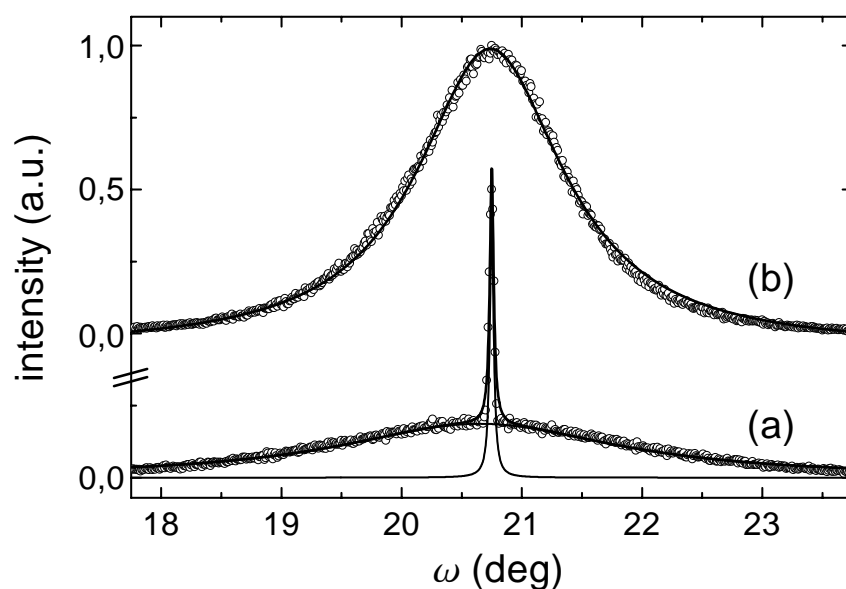


Abbildung 1.17: Rockingkurven (a) einer Pt(5 nm)/[Co(1.11 nm)/Pt(0.92 nm)]₁₄-Vielfachschicht auf einem A-Substrat (unten) und (b) einer Pt(5 nm)/[Co(0.57 nm)/Pt(0.92 nm)]₁₄-Vielfachschicht auf einem B-Substrat (oben).

dingt.

Abbildung 1.17 zeigt die Rockingkurven des Pt(111)-Reflexes von Co/Pt-Vielfachschichten (a) auf einem A-Substrat und (b) auf einem B-Substrat. Das Spektrum der B-Probe zeigt einen reinen gaußförmigen Verlauf mit einer Halbwertsbreite $\Delta\omega = 1.2^\circ$, welche ebenso groß für die Rockingkurve des Pt(222)-Reflexes beobachtet wird. Dies deutet darauf hin, daß es sich bei den Multilagen auf den nicht nachpolierten Substraten um typische Mosaikkristalle handelt. Die A-Probe zeigt dagegen eine völlig andere Kurvenform, welche aus zwei Komponenten besteht: Zusätzlich zu einem Gauß- verteilten Anteil ($\Delta\omega = 1.5^\circ$) tritt eine extrem scharfe Überhöhung auf, deren Halbwertsbreite mit 0.028° im Bereich der Auflösungsgrenze des Diffraktometers liegt. Ähnliche zweikomponentige Rockingkurven wurden bereits in epitaktischen Halbleiterschichten [Mic95,Mic96] und Metallfilmen [Rei92,Gib93] gefunden. Im allgemeinen werden diese Kurvenformen dadurch erklärt, daß in epitaktischen Filmen die Natur der Unordnung von der Längenskala abhängt: Durch die Wechselwirkung mit dem Substrat werden in der Epilage zusätzliche Korrelationen und Längenskalen induziert, so daß die kristalline Unordnung im Gegensatz zu den in Kapitel 1.4.2 behandelten Grenzflächenrauhigkeiten kein universelles Skalenverhalten zeigt. Auf großen Längenskalen sind die kristallinen Versetzungen unkorreliert und in ihrer Größe durch die Epitaxie eingeschränkt. Die dadurch bedingte langreichweitige Kohärenz der Schicht führt zu einer erhöhten Intensität in spekularer Geometrie ($q \approx q_z$) und äußert sich in der scharfe Komponente der Rockingkurven. Die auf kleinen Längenskalen auftretenden Versetzungen sind dagegen weitgehend unbeeinflusst von der Epitaxie und treten als korrelierte Rotationen kurzreichweitig geordneter Bereiche in Erscheinung, analog zu einem klassischen Mosaik-Kristall mit kurzen Korrelationslängen [Mic95]. Diese kurzreichweitige Unordnung führt zu einer diffusen Streuintensität, die als breite Komponente in den Rockingkurven auftritt und deren Winkelverteilung aufgrund der Rotationsnatur nicht von q_z abhängt. Ob eine scharfe Komponente auftritt, hängt zunächst von der Stärke der Substrat-Epilagen-Wechselwirkung ab. Selbst wenn die ersten Filmlagen durch den Einfluß der Epitaxie langreichweitig geordnet sind, wird diese Kohärenz durch die Versetzungsbildung im Verlauf des Filmwachstums maskiert. Die Abnahme der Kohärenz in den späteren Filmlagen kann mit Hilfe eines statischen Debye-Waller-

1. ULTRADÜNNE EPITAKTISCHE Co/Pt-HETEROSTRUKTUREN

Faktors $\exp(-q_z^2\sigma^2)$ abgeschätzt werden, in welchem σ als Maß für die mittlere Dichte der Versetzungen im Film fungiert. Im Grenzfall hoher Versetzungsdichte ($\exp(-q_z^2\sigma^2) \ll 1$) verschwinden die Korrelationen schon nach wenigen Atomlagen. Für den umgekehrten Fall geringer Defektdichte ($\exp(-q_z^2\sigma^2) \approx 1$) tritt eine scharfe Komponente selbst für Reflexe hoher Ordnung auf [Mic95].

In den Co/Pt-Multilagen auf den nicht nachbehandelten B-Substraten wurde die schmale Komponente in keinem Fall beobachtet. Dies läßt darauf schließen, daß durch eine erhöhte Defektdichte an der Substratoberfläche die Substrat-Epilagen-Wechselwirkung unterdrückt ist bzw. die Ausbildung einer langreichweitigen kristallinen Ordnung im Film und ihre Fortsetzung über mehrere Atomlagen hinweg verhindert wird. Dagegen wurde in den Proben auf nachpolierten A-Substraten die scharfe Komponente sowohl beim Pt(111)-Reflex als auch beim Pt(222)-Reflex beobachtet. Dies läßt auf eine starke Substrat-Epilagen-Wechselwirkung und eine geringe Versetzungsdichte innerhalb der Filme schließen. Die laterale Kohärenzlänge wurde hierbei anhand der Halbwertsbreite in

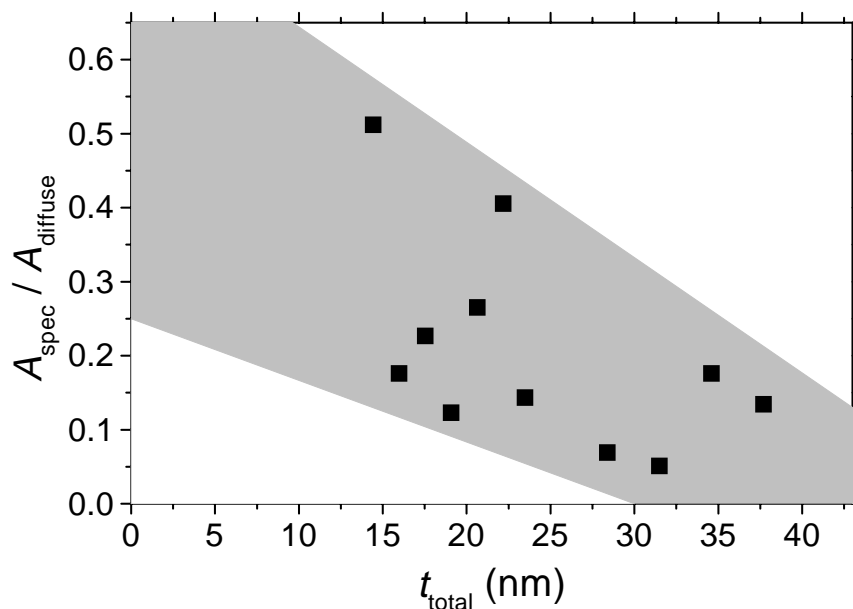


Abbildung 1.18: Flächenverhältnis der beiden Komponenten der Rockingkurven in Abhängigkeit der gesamten Filmdicke t_{total} . Mit zunehmender Filmdicke nimmt der spekulare Anteil der langreichweitigen Ordnung zugunsten des diffusen Streubeitrages systematisch ab.

Abbildung 1.17a zu $\xi \geq 420$ nm bestimmt. Da die Halbwertsbreite der scharfen Komponente im Bereich der Auflösungsgrenze des Diffraktometers liegt, kann ξ nur nach unten abgeschätzt und nur bedingt mit einer realistischen Längenskala bzw. Versetzungsdichte in Verbindung gebracht werden.

Im allgemeinen ist die Defektdichte in epitaktischen Filmen ohnehin keine feste Größe sondern steigt mit wachsender Filmdicke systematisch an. Da ein Streuexperiment über die gesamte Filmdicke mittelt, läßt sich aus den Rockingkurven nur eine mittlere Versetzungsdichte extrahieren. Das Ansteigen der Defektdichte mit der Filmdicke läßt sich dennoch anhand einer Probenserie aus Co/Pt-Multilagen nachweisen, in welcher die Pt-Dicke variiert wurde (Abbildung 1.18). Es zeigt sich, daß sich das Verhältnis der integrierten Intensitäten mit steigender Filmdicke systematisch zugunsten der diffusen Komponente entwickelt. Es ist anzumerken, daß aufgrund des schwierigen und nicht völlig reproduzierbaren Polierprozesses die hierbei gefundenen Meßwerte relativ stark streuen. Der Trend ist allerdings deutlich erkennbar.

Daß der diffuse Anteil der Rockingkurven vornehmlich auf die zunehmen-

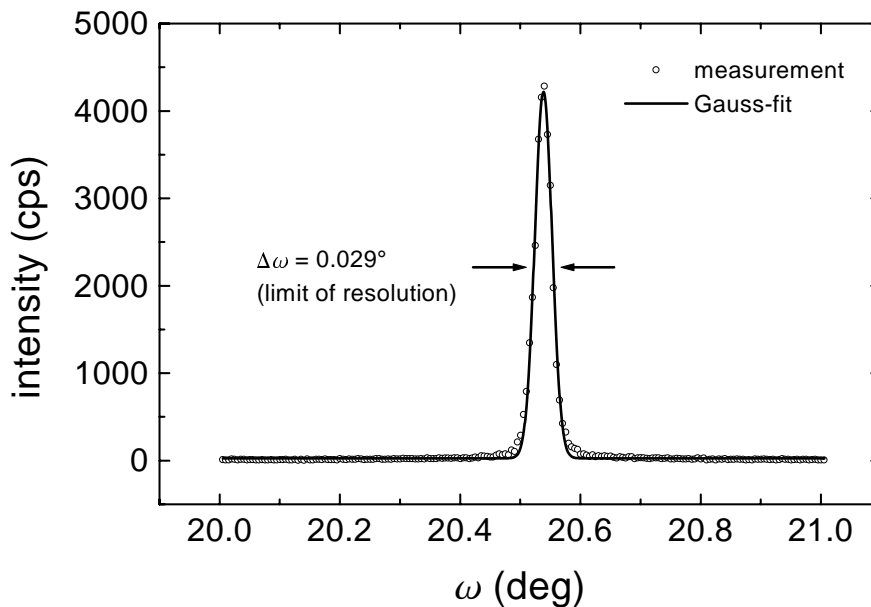


Abbildung 1.19: Rockingkurve einer Pt(2.8 nm)/Co(0.6 nm)/Pt(1.8 nm)-Dreifachschicht auf einem A-Substrat.

de Versetzungsbildung bei steigender Filmdicke zurückzuführen ist, läßt sich besonders eindrucksvoll an Pt/Co/Pt-Dreifachlagen auf A-Substraten demonstrieren. Diese Strukturen sind nur ca. 30 Atomlagen dick und sollten — nach der oben verwendeten Argumentation — eine extrem geringe Defektdichte besitzen. Tatsächlich ist die diffuse Komponente in den Rockingkurven nahezu völlig verschwunden und es tritt fast nur noch der schmale Peak der langreichweitigen Ordnung in Erscheinung (Abbildung 1.19).

1.5.3 In-plane Orientierung

Wie bereits nachgewiesen wurde, wächst Platin auf MgO (111) als *fcc*-Kristall in (111)-Orientierung auf. Diese Struktur ist eine dichteste Kugelpackung mit einer *abc*- bzw. *acb*-Stapelfolge entlang der Wachstumsrichtung. Solange die Symmetrie an der Substratoberfläche nicht gebrochen ist, sind beide Stapelfolgen während des Wachstums gleich wahrscheinlich. Aus diesem Grunde zeigen *fcc*-Filme im allgemeinen eine Verzwilligung aus Wachstumsdomänen mit *abc*- und *acb*-Stapelfolgen. Diese Domänen sind durch Korngrenzen voneinander getrennt, so daß die *abc/acb*-Verzwilligung eine weitere Einschränkung der kristallinen Kohärenz in der Filmebene darstellt. Um also ein vollständiges Bild der kristallinen Unordnung in den Filmen zu erhalten, muß die Verzwilligung ebenfalls untersucht werden. Jede Wachstumsdomäne besitzt für sich in der Ebene eine dreizählige Symmetrie, wobei die komplementären *in-plane* Reflexe der entgegengesetzten Domänen um 60° zueinander verdreht sind. Anhand des Intensitätsverhältnisses der komplementären *in-plane* Reflexe kann das Maß der Verzwilligung abgeschätzt werden.

Um die *in-plane* Orientierung der Co/Pt-Multilagen zu bestimmen, wurden zweidimensionale Großwinkel-Röntgenmessungen in Vierkreisgeometrie durchgeführt (Abbildung 1.20). Diese Scans zeigen die Ebene mit $\vec{q} \cdot (111) = 18.7 \text{ nm}^{-1}$, welche parallel zur Filmebene liegt und die drei äquivalenten Pt{200}-Reflexe beinhaltet. Im Ebenenscan der B-Probe sind sechs Reflexe gleicher Intensität zu erkennen, d.h. es handelt sich um eine gleichförmige *abc/acb*-Zwillingsbildung mit sechszähliger Symmetrie, wie sie in den meisten *fcc*-Filmen auftritt. Im Gegensatz hierzu ist in der A-Probe die Intensität von drei äquivalenten Reflexen deutlich

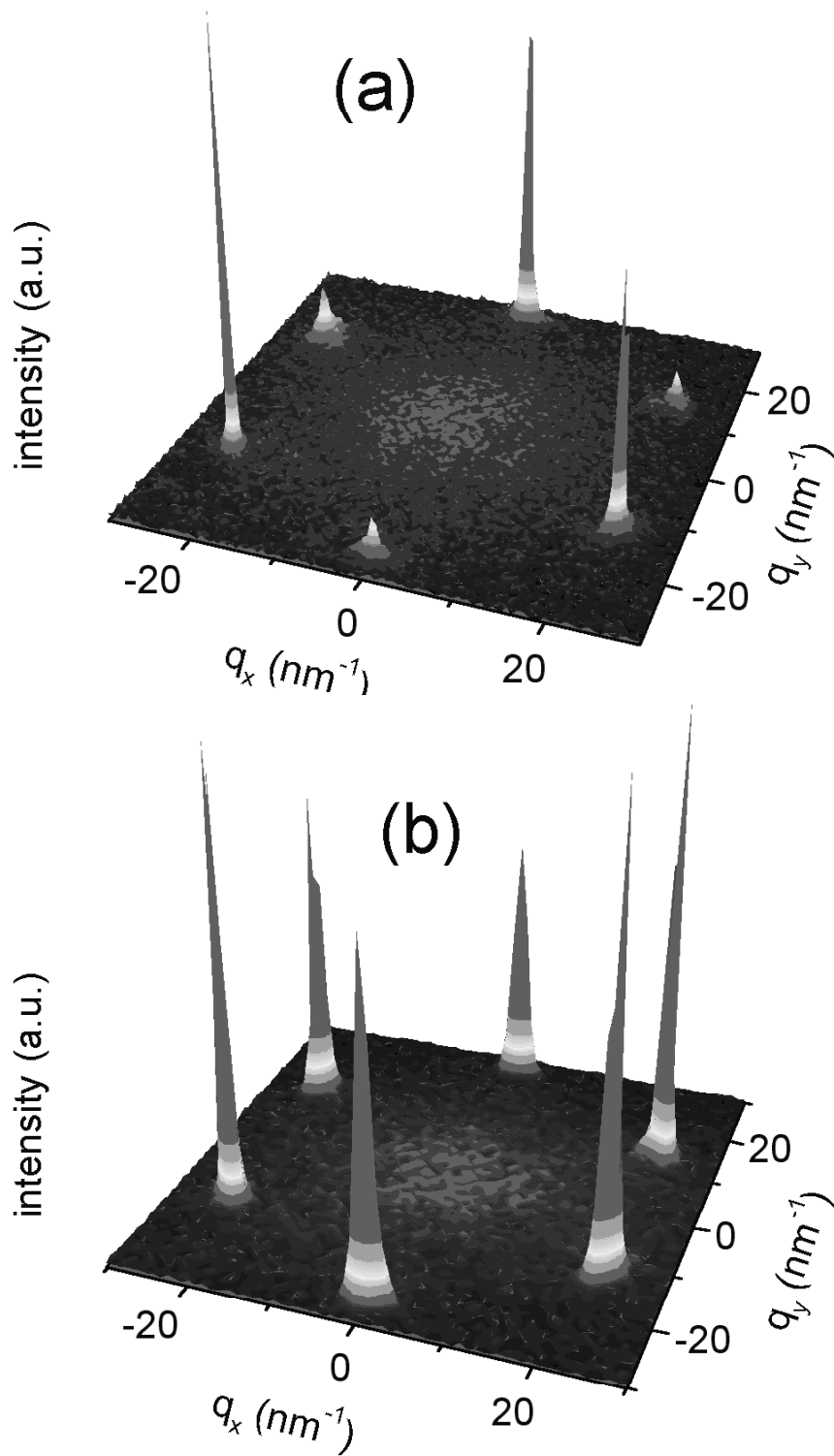


Abbildung 1.20: Ebenenscan der Pt {111} Reflexe zweier Co/Pt-Vielfachschichten auf einem A-Substrat (oben) bzw. B-Substrat (unten).

vermindert. Dieses deutet darauf hin, daß in dieser Probe die Zwillingsbildung zugunsten einer Stapelfolge unterdrückt ist. Dieses Ergebnis erscheint zunächst überraschend, da bei den hier untersuchten Multilagen die Pt-Schichten jeweils durch 2.7 nm dicke *hcp* Co-Lagen getrennt sind¹¹. Die *hcp*-Lagen besitzen eine *ab*-Stapelfolge, so daß der Drehsinn der Stapelfolge des darunterliegenden Pt eigentlich verloren gehen sollte. Dennoch scheint durch die gesamte Filmdicke hindurch eine einzige Pt-Stapelfolge bevorzugt zu sein.

Im allgemeinen kann die Bevorzugung einer Stapelfolge nur durch eine Symmetriebrechung an der Substratoberfläche hervorgerufen werden. Damit im vorliegenden Fall die Stapelfolge beibehalten wird, muß sich diese Symmetriebrechung durch die Co-Schichten hindurch fortsetzen. Eine Möglichkeit hierfür besteht in der Ausbildung mesoskopischer, dreidimensionaler Oberflächenstrukturen auf dem Substrat, welche von dem aufwachsenden Film repliziert werden [Zho97]. Wie schon in Abschnitt 1.1.2 beschrieben, treten an nachbehandelten MgO (111)-Oberflächen Facettierungen auf mesoskopischer Skala auf. In Verbindung mit einem symmetriebrechenden Element (z.B. Oberflächenfehlschnitt des Substrates) könnten diese Facetten für die Unterdrückung der Zwillingsbildung verantwortlich sein. Tatsächlich tritt die Bevorzugung einer Stapelfolge nur in solchen Filmen auf A-Substraten auf, welche einen Oberflächen-Miscut aufweisen. Um den Einfluß des Miscuts genauer zu untersuchen, wurde eine Probenserie von Pt-Filmen auf A-Substraten hergestellt, bei welchen der Winkel und die *in-plane* Orientierung des Fehlschnitts variiert wurde. Leider konnte hierbei kein systematischer Zusammenhang zwischen dem Maß der Verzwilligung und dem Miscut festgestellt werden. Dennoch konnte gezeigt werden, daß die Existenz eines Oberflächenfehlschnitts für die Unterdrückung der Zwillingsbildung zwingend notwendig ist, d.h. daß die durch den Miscut induzierten Stufenkanten an der Substratoberfläche für die Symmetriebrechung verantwortlich sind. Aufgrund der Spalteigenschaften des MgO sind diese Stufenkanten nicht linear sondern zeigen einen meanderförmigen Verlauf entlang der {100}-Ebenen. Ob die Stufenkantenhöhen ein- oder mehrtomig sind und auf welchen Längenskalen die Facettierung des Kantenverlaufs ausgebildet ist, hängt stark von den Präparationsbedingungen des Substrates

¹¹Anhand des Auftretens des Co(1001)-Reflexes konnte nachgewiesen werden, daß die Co-Schichten eine *hcp*-Struktur besitzen.

ab (siehe Kapitel 1.1.2) und konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht näher geklärt werden. Es wird aber deutlich, daß die Erklärung der Symmetriebrechung anhand von wenigen Parametern und ohne genaue Kenntnis der Form der MgO-Oberflächenstrukturen nicht möglich ist.

2. Magnetische Eigenschaften

In diesem Kapitel werden die magnetischen und magneto-optischen Eigenschaften der oben vorgestellten Co/Pt-Heterostrukturen diskutiert. In den ersten drei Unterkapiteln werden die für Schichtsysteme mit senkrechter Magnetisierung relevanten magnetischen Phänomene (magnetische Anisotropie, magneto-optischer Kerr-Effekt, charakteristische Ummagnetisierungsprozesse) vorgestellt, ergänzt um die in der Literatur erwähnten experimentellen Ergebnisse an Co/Pt-Schichten. Darauffolgend werden die im Rahmen dieser Arbeit realisierten integralen magnetischen Messungen an Co/Pt-Vielfachschichten und Pt/Co/Pt-Trilagen präsentiert, welche unter Ausnutzung des magneto-optischen Kerr-Effektes durchgeführt wurden. Durch den Vergleich der Ergebnisse an äquivalenten Proben mit unterschiedlicher kristalliner Qualität werden die Auswirkungen struktureller Defekte auf die Ummagnetisierungsprozesse analysiert.

2.1 Magnetische Anisotropie

Die magnetische Anisotropie mißt die Abhängigkeit der Grundzustandsenergie von der Magnetisierungsrichtung, d.h. sie definiert die bevorzugten (leichten) und die harten Richtungen der Magnetisierung innerhalb der Probe. Ihre wichtigsten Ursachen sind die magnetostatische Wechselwirkung und die Spin-Bahn-Kopplung, sowie magneto-elastische Kopplungseffekte. Der Anteil der magnetischen Anisotropie an der Gibbsschen freien Energiedichte besteht im wesentlichen aus den Beiträgen der Formanisotropie, der magnetokristallinen Anisotropie, der Oberflächenanisotropie und der magneto-elastischen Anisotropie:

$$g_A = g_{\text{shape}} + g_{\text{cryst}} + g_{\text{surf}} + g_{\text{mag-el}} + \dots \quad (2.1)$$

wobei die ersten drei Terme in den folgenden Abschnitten vorgestellt werden.

Formanisotropie

Die magnetischen 'Flächenladungen' an den Grenzen einer endlichen magnetischen Probe bedingen die Existenz eines anisotropen entmagnetisierenden Feldes \vec{H}_d , welches im Falle einer ellipsoidalen Probe mit der Magnetisierung \vec{M} über den (3×3)-Entmagnetisierungstensor \hat{D} verbunden ist:

$$\vec{H}_d = -\hat{D} \cdot \vec{M} \quad (2.2)$$

Die Formanisotropie $g_{\text{shape}} = -1/2\mu_0\vec{M} \cdot \vec{H}_d$ mißt die magnetostatische Wechselwirkungsenergie der Magnetisierung mit diesem entmagnetisierenden Feld. Im Falle einer lateral unendlich ausgedehnten, infinitesimal dünnen Schicht besitzt der Entmagnetisierungstensor nur *ein* nicht-verschwindendes Element $D_{zz} = 1$ und die Formanisotropie bestimmt sich zu:

$$g_{\text{shape}} = -\frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 \sin^2 \theta \quad (2.3)$$

wobei θ den Winkel beschreibt, den die Magnetisierung mit der Filmmormalen einnimmt. Die Formanisotropie führt also dazu, daß die bevorzugte Magnetisierungsrichtung in der Filmebene liegt. Die typischen Energiewerte von g_{shape} liegen zwischen 10^{-5} und 10^{-4} eV/Atom.

Magnetokristalline Anisotropie

Ohne Spin-Bahn-Kopplung ist die Gesamtenergie des Elektron-Spin-Systems eines Kristalls nicht von der Magnetisierungsrichtung abhängig. Im Falle nicht-verschwindender Spin-Bahn-Wechselwirkung koppelt das magnetische Moment an die Kristallachsen, so daß die Gesamtenergie von der Orientierung der Magnetisierung relativ zu den Symmetrierichtungen des Kristalls abhängt. Dieser Volumenbeitrag zur magnetischen Anisotropie wird durch die magnetokristalline Anisotropie g_{cryst} beschrieben. Idealerweise wird g_{cryst} in einen vollständigen Satz von Basisfunktionen entwickelt, welche durch die irreduziblen Darstellungen der Punktgruppe des jeweiligen Kristalls gegeben sind. In der Praxis haben sich

2. MAGNETISCHE EIGENSCHAFTEN

jedoch vereinfachte Darstellungen von g_{cryst} für die wichtigsten Kristallsysteme (kubisch und hexagonal/uniaxial) etabliert:

$$g_{\text{cryst}}^{\text{kub}} = K_0 + K_1^V \cdot (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2) + K_2^V \cdot \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots \quad (2.4a)$$

$$g_{\text{cryst}}^{\text{hex}} = K_0^V + K_1^V \cdot \sin^2 \theta_z + K_2 \cdot \sin^4 \theta_z \\ + (K_3^V + K_3'^V \cdot \cos 6\phi) \cdot \sin^6 \theta_z + \dots \quad (2.4b)$$

mit $\theta_i = \angle(\vec{M}, \hat{e}_i)$, $\alpha_i = \cos \theta_i$, und $\phi = \angle(\vec{M}, \hat{e}_a \equiv \hat{e}_x)$. Die Anisotropiekonstanten K_i^V sind hierbei im Volumen definiert und nehmen betragsmäßig mit steigender Ordnung ab ($K_1^V = \mathcal{O}(10^{-6} \dots 10^{-5})$ eV/Atom).

Oberflächenanisotropie

Bereits von Néel wurde darauf hingewiesen, daß durch die Symmetriebrechung an einer Grenzfläche ein weiterer Beitrag zur magnetischen Anisotropie entsteht [Nee54]. Diese Oberflächen- oder Grenzflächenanisotropie g_{surf} kann in erster Ordnung durch eine uniaxiale Form

$$g_{\text{surf}} = K_1^S \cdot \sin^2 \theta + \dots \quad (2.5)$$

dargestellt werden, wobei θ der Winkel zwischen Magnetisierungsrichtung und Oberflächennormalen ist. Die Oberflächenanisotropiekonstante K_1^S nimmt positive Werte im Bereich $10^{-4} \dots 10^{-3}$ eV/Atom an und ist somit etwa eine Größenordnung größer als die Anisotropiekonstanten K_1^V des Volumens.

2.1.1 Magnetische Anisotropie in dünnen Filmen

Zur Untersuchung der Anisotropieeffekte in dünnen Filmen ist es oft ausreichend, die oben vorgestellten Anisotropieterme nur bis zur 1. Ordnung zu entwickeln, d.h. im allgemeinen ist eine uniaxiale Beschreibung hinreichend:

$$g_A = K_{\text{eff}} \cdot \sin^2 \theta \quad (2.6)$$

wobei θ den Winkel zwischen der Magnetisierungsrichtung und der Filmmormalen beschreibt. Die hierbei verwendete effektive Anisotropiekonstante K_{eff} wird übli-

cherweise in einen Volumenbeitrag (K_V , pro Einheitsvolumen) und einen Oberflächenbeitrag (K_S , pro Einheitsfläche) unterteilt und ergibt sich für einen magnetischen Film der Dicke t zu:

$$K_{\text{eff}} = K_V + 2K_S/t \quad . \quad (2.7)$$

In die Volumenanisotropie K_V gehen sowohl die 'intrinsischen' Volumenanisotropien erster Ordnung als auch die Formanisotropie $-1/2\mu_0 M_s^2$ ein. Im Falle dünner Schichten ist K_V somit im allgemeinen negativ und führt zu einer Magnetisierung parallel zur Filmebene. Für die Oberflächenanisotropie K_S werden ausschließlich positive Werte beobachtet, d.h. sie favorisiert eine Magnetisierungsrichtung senkrecht zur Filmebene. Wie aus Gleichung 2.7 ersichtlich, wird für abnehmende Schichtdicke der Oberflächenbeitrag immer bedeutender, so daß eine kritische Schichtdicke $t_{\perp} = -2K_S/K_V$ existiert, bei welcher K_{eff} negativ wird und die Magnetisierungsrichtung aus der Filmebene dreht. Diese Dickenabhängigkeit der effektiven Anisotropie kann sehr anschaulich in einer Auftragung $K_{\text{eff}} \cdot t$ über t dargestellt werden (siehe Abbildung 2.1).

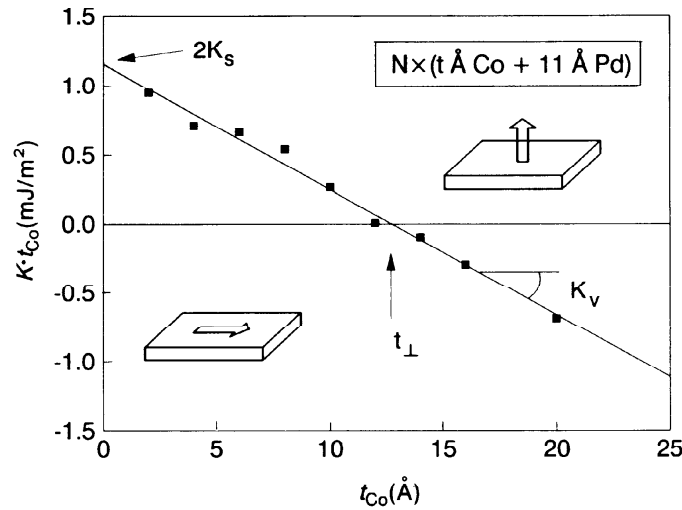


Abbildung 2.1: Abhängigkeit der magnetischen Anisotropie pro Einheitsfläche von der Dicke der Co-Lagen in einer Co/Pd-Vielschicht. Aus der Steigung der interpolierten Geraden ergibt sich die Volumenanisotropie K_V und aus dem extrapolierten y -Achsenabschnitt läßt sich die Oberflächenanisotropie K_S ermitteln. Der Übergang von in-plane zu out-of-plane Magnetisierung geschieht bei der kritischen Co-dicke $t_{\perp} = -2K_S/K_V$ (entnommen aus [Bro91]).

2.1.2 Senkrechte magnetische Anisotropie in Co/Pt

Das Auftreten der senkrechten magnetischen Anisotropie wurde phänomenologisch schon früh auf die Symmetriebrechung an einer Grenzfläche zurückgeführt [Nee54, Bro91]. Neuere *First-Principle* Rechnungen leiten den zusätzlichen Grenzflächenbeitrag direkt von der magnetokristallinen Anisotropie ab [Daa90, Daa92]. Dieser Zusammenhang erscheint zunächst unwahrscheinlich, da in itineranten Ferromagneten das Bahnmoment m_{orb} durch Kristallfeldeffekte größtenteils unterdrückt ist¹ und nur eine sehr geringe Richtungsabhängigkeit aufweist. Die Situation ändert sich jedoch drastisch im Falle ultradünner Filme und Schichtstrukturen, in denen eine erhebliche Erhöhung der senkrechten Komponente des orbitalen Momentes m_{orb}^{\perp} vorhergesagt wurde [Bru89]. Anhand von Untersuchungen des Röntgen-Zirkulardichroismus (XMCD) in Co/Pd- und Co/Pt-Vielfachschichten [Wel94, Tat98] konnte tatsächlich ein erhöhtes m_{orb}^{\perp} nachgewiesen und gezeigt werden, daß ein direkter Zusammenhang zwischen der daraus resultierenden *Anisotropie* des Bahnmomentes und der effektiven magnetischen Anisotropiekonstanten K_{eff} besteht. Hierbei spielt die elektronische Struktur der nicht-magnetischen Zwischenschicht eine bedeutende Rolle: Über das *d-d mixing* zwischen den Co- $3d$ und den Pd- $4d$ bzw. Pt- $5d$ Zuständen koppelt das Spinnmoment aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung des Spacers an die erhöhten orbitalen Momente und führt somit zur Erhöhung der magnetischen Anisotropie. Die stärkere senkrechte Anisotropie der Co/Pt-Schichten gegenüber den Co/Pd-Multilagungen kann somit eindeutig der größeren Spin-Bahn-Kopplung im Pt zugeordnet werden.

Da ausschließlich die senkrecht zur Grenzfläche gerichtete Komponente des orbitalen Moments eine Erhöhung erfährt, tritt die Verstärkung der Anisotropie nur in solchen Systemen auf, in welchen die *d*-Orbitale ein orbitales Moment senkrecht zu Grenzfläche besitzen. In der Praxis bedeutet dies, daß das Auftreten der senkrechten Anisotropie sehr stark von der Wachstumsrichtung der Filme relativ zur Grenzfläche abhängt. So ist die senkrechte Anisotropie nur in solchen Co/Pt-Schichten zu beobachten, welche eine (111)-Textur besitzen (siehe Abbildung 2.2 links) [Lee90, Lee91, Lin91].

Analog zu den oben vorgestellten Analysen können auch bei Co/Pt-Schicht-

¹Der Wert des Bahnmomentes beträgt maximal 10% des Spinnomentes.

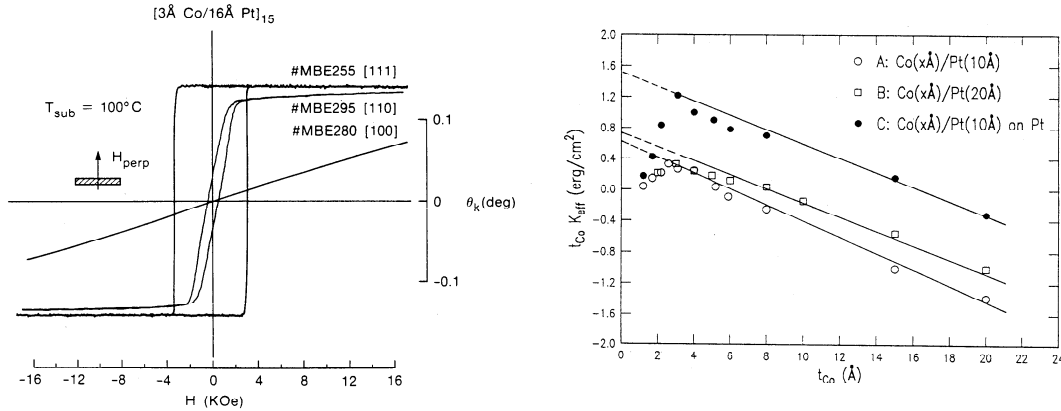


Abbildung 2.2: Links: Magnetische Hysteresen von $[\text{Co}(0.3\text{nm})/\text{Pt}(1.6\text{nm})]_{15}$ -Vielfachschichten mit (111)-, (110)-, und (100)-Textur. Rechts: Abhängigkeit der effektiven magnetischen Anisotropie von der Co-Dicke für (111)-orientierte Co/Pt-Multilagen (entnommen aus [Lin91]).

systemen die phänomenologischen Anisotropiekonstanten K_V und K_S aus der Auftragung $K_{\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}$ über t_{Co} extrahiert werden (Abb. 2.2 rechts) [Lin91,Oik97]. Allerdings offenbaren die deutlichen Abweichungen bei kleinen Co-Dicken ein prinzipielles Problem dieser Auswertung bei Co/Pt-Schichtstrukturen: Wie bereits in Kapitel 1.4.2 erwähnt, bildet sich an den Grenzflächen zwischen Co und Pt durch Interdiffusion eine Legierungsschicht, welche einige Atomlagen umfassen kann und einen eigenen Beitrag zur senkrechten Anisotropie liefert. In Abbildung 2.2 rechts nimmt die senkrechte Anisotropie unterhalb der Dicke der Legierungsschicht rapide ab, so daß davon auszugehen ist, daß die Legierung den entscheidenden Beitrag zur Anisotropie liefert. Hieran wird ersichtlich, daß zur Einbindung dieser zusätzlichen Effekte in die Anisotropiemodelle die genaue Kenntnis der Grenzflächenstruktur zwingend erforderlich ist.

2.2 Der magneto-optische Kerr-Effekt

2.2.1 Phänomenologie

Der magneto-optische Kerr-Effekt (MOKE) [Ker77] ist charakterisiert durch die Änderung des Polarisationszustandes von Licht bei der Reflexion an der Oberfläche eines magnetischen Mediums. Als experimentelle Methode zur Messung

2. MAGNETISCHE EIGENSCHAFTEN

von Oberflächenmagnetismus in dünnen Filmen wurde der Kerr-Effekt 1985 zum ersten Mal eingesetzt [Moo85,Bad86,Bad87] (SMOKE = *surface magneto-optic Kerr effect*). Die mikroskopische Ursache des Effektes liegt in der Spin-Bahn-Kopplung. Makroskopisch kann der Kerr-Effekt in erster Ordnung durch die nicht-diagonalen Matrixelemente des Dielektrizitätstensors beschrieben werden [Hun67,Yan93] (hier für den isotropen (kubischen) Fall):

$$\epsilon = \epsilon_{xx} \begin{pmatrix} 1 & -iQm_z & iQm_y \\ iQm_z & 1 & -iQm_x \\ -iQm_y & iQm_x & 1 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Hierbei sind die m_i die Richtungskosinuse der Magnetisierung und $Q = i\epsilon_{xx}/\epsilon_{xy}$ ist die magneto-optische Konstante. Anhand der daraus resultierenden Formel für die dielektrische Verschiebung

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_{xx} \vec{E} + i\epsilon_{xx} Q \vec{E} \times \hat{m} \quad (2.9)$$

läßt sich die Wechselwirkung einer elektromagnetischen Welle mit dem magnetischen Material anschaulich beschreiben: Die Magnetisierung bewirkt eine Lorentzkraft auf die im Material durch die einfallende Lichtwelle induzierten Ströme, so daß bei der Reflexion der elektrische Feldvektor eine orthogonale Komponente erhält. Die in Phase liegende Antwort führt hierbei zu einer Polarisationsdrehung θ_K (Kerr-Drehung), die gegenphasig zu einer Elliptizität η_K (Kerr-Elliptizität).

Die drei möglichen Geometrien eines MOKE-Experimentes sind in Abbildung 2.3 dargestellt. In der polaren Geometrie ist die Magnetisierung der Probe senkrecht zur Filmebene orientiert. In der longitudinalen und der transversalen Geometrie liegt die Magnetisierungsrichtung in der Filmebene, wobei sie im longitudinalen Fall parallel zur Strahlebene und im transversalen Fall senkrecht zur Strahlebene ausgerichtet ist. Der Polarisationszustand des Lichtes wird beschrieben anhand der Richtung des elektrischen Feldvektors mit s (senkrecht zur Strahlebene) oder p (parallel zur Strahlebene). Nach Lösung der Maxwell-Gleichungen für den dielektrischen Tensor aus Gleichung 2.8 erhält man die Änderung des Polarisationszustandes in Form der magneto-optischen Fresnel-Reflexionsmatrix [Yan93]

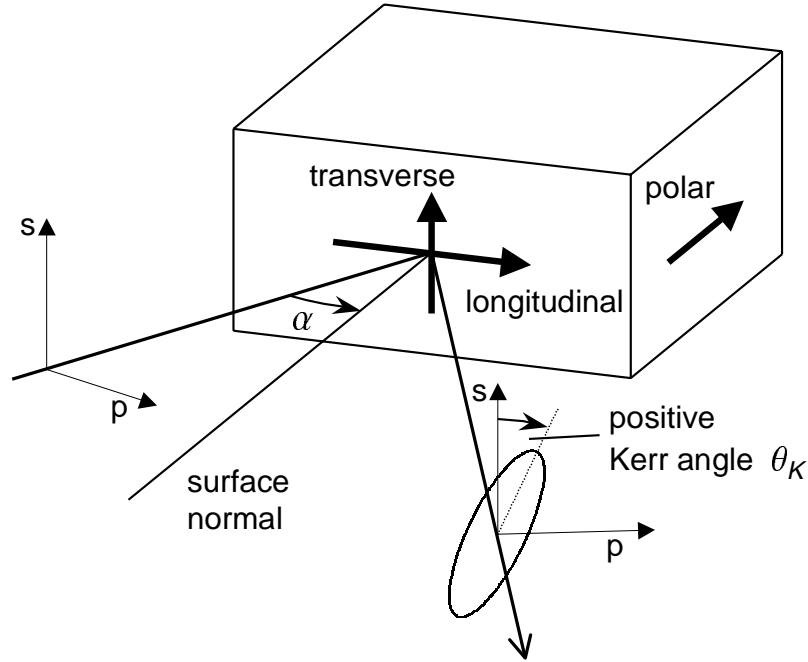


Abbildung 2.3: Die möglichen Geometrien eines Kerr-Experiments.

$$\mathfrak{R} = \begin{pmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{pmatrix}, \quad (2.10)$$

wobei r_{ij} das Verhältnis zwischen dem einfallenden j -polarisierten elektrischen Feld und dem reflektierten i -polarisierten elektrischen Feld ist. Der komplexe Kerr-Effekt $\Phi_K = \theta_K + i\eta_K$ ist nun definiert wie folgt:

$$\Phi_K^p \equiv r_{sp}/r_{pp} \quad (2.11a)$$

$$\Phi_K^s \equiv r_{ps}/r_{ss} \quad (2.11b)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wird das magneto-optische Signal der Filme ausschließlich mit (fast) senkrechtem Strahlungseinfall in polarer Geometrie gemessen. In dieser Anordnung erhält man im Grenzfall ultradünner Schichten eine sehr einfache Form für den komplexen Kerr-Effekt [Kat88,Zak90,Bad91,Suz92]:

$$\Phi_K^{\text{pol}} = -\frac{4\pi}{\lambda(1 - N_{\text{Sub}}^2)} \sum_m N_m^2 \cdot Q_m \cdot t_m \quad (2.12)$$

wobei N_m der Brechungsindex, Q_m die magneto-optische Konstante und t_m die Dicke der m -ten magnetischen Schicht, N_{sub} der Brechungsindex des Substrates

2. MAGNETISCHE EIGENSCHAFTEN

und λ die Lichtwellenlänge ist. Zur Anwendbarkeit dieser Formel muß die mit dem Brechungsindex gewichtete Dicke des Schichtsystems viel kleiner als die Lichtwellenlänge sein (ultradünner Grenzfall):

$$\frac{2\pi}{\lambda} \sum_i |N_i| t_i \ll 1 \quad (2.13)$$

Hierbei müssen in der Summe alle — also auch die nicht-magnetischen— Lagen des Schichtsystems berücksichtigt werden. Für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Multilagen erhält man einen Wert von 0.5, d.h. die vereinfachte Formel 2.12 ist nur bedingt anwendbar. Im Falle der Pt/Co/Pt-Dreifachschichten hingegen ist der Grenzfall ultradünner Schichten mit einem Wert von 0.15 durchaus erfüllt. Dennoch zeigt sich, daß diese auf makroskopischen Größen und geometrischen Überlegungen basierende Behandlung den Kerr-Effekt in Co/Pt-Heterostrukturen im allgemeinen nur sehr unbefriedigend beschreibt — im Gegensatz zu vielen anderen Schichtstrukturen, wie z.B. Co/Pd-Multilagen [You98] oder Au/Co/Au-Dreifachschichten [Fer95,Nyv95], für die eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten nachgewiesen werden konnte. Die Ursachen für diese Diskrepanz zwischen dem System Co/Pt und anderen Schichtstrukturen werden im nächsten Abschnitt erläutert.

2.2.2 Kerr-Effekte im System Co-Pt

Im allgemeinen zeigen die oben beschriebenen magneto-optischen Effekte eine starke Abhängigkeit von der Wellenlänge (Energie) des eingestrahnten Lichtes. Schon in den ersten Veröffentlichungen über Co/Pt-Strukturen wurden deshalb die sogenannten Kerr-Spektren intensiv untersucht [Zep89]. Sowohl für CoPt-Legierungen als auch für Co/Pt-Vielfachschichten zeigen sich ansteigende Werte der Kerr-Drehung und der Kerr-Elliptizität zum kurzwelligen Bereich des sichtbaren Spektrums hin (Abbildung 2.4). Die Kerr-Drehung θ_K der Proben hat zwischen 310 nm (4.0 eV) und 276 nm (4.5 eV) ein deutliches Maximum, wohingegen die Kerr-Elliptizität η_K im Ultravioletten noch weiter anzusteigen scheint. Von allen seitdem durchgeführten Untersuchungen am System Co-Pt sind die qualitativen Verläufe der Kerr-Spektren übereinstimmend reproduziert worden

[Dre97,Gao97a,Gao97b,Uba99], jedoch streuen die jeweils beobachteten absoluten Werte für θ_K und η_K je nach Arbeit erheblich.

Ein wesentlicher Grund für die abweichenden experimentellen Ergebnisse liegt in den unterschiedlichen Präparationsbedingungen (wie z.B. Herstellungsmethode, Substrat, Pufferschicht, Wachstumsrate, Temperatur, Sputterdruck etc.), welche sich deutlich auf die mikrostrukturellen Eigenschaften der Filme auswirken. In der Herstellung nanokristalliner magnetischer Schichten für die konventionelle Datenspeichertechnik wird diese starke Abhängigkeit dazu ausgenutzt, um die technologisch relevanten magnetischen Größen (z.B. Hystereseform, Sättigungs- und Koerzitivfeldstärke, etc.) in einem weiten Bereich zu variieren und zu optimieren. Für Co/Pt-Schichten zeigt sich nun, daß auch die magneto-optischen Größen durch die Beeinflussung der Mikrostruktur (d.h. mittlere Korngröße, Textur, Morphologie der Grenzflächen etc.) gezielt eingestellt werden können. So ist es z.B. im Falle von Co/Pt-Multilagen möglich, durch die geeignete Wahl von Pufferschichten (z.B. $(\text{In}_2\text{O}_3)_{100-x}(\text{SnO}_2)_x$ 'ITO', ZnO, oder Mo), auf technischen Substraten nicht nur die nanokristalline Struktur sondern auch die Maximalwerte

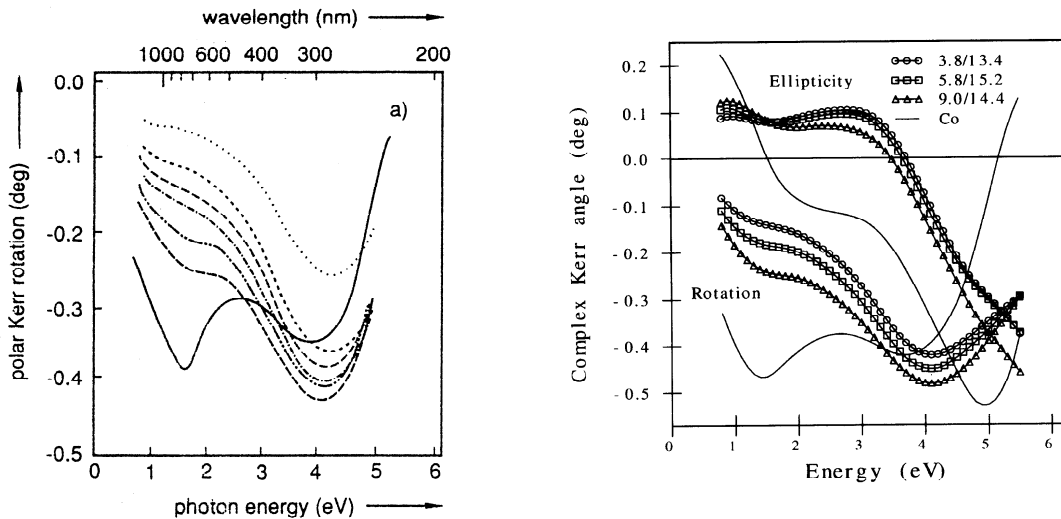


Abbildung 2.4: Experimentelle polare Kerr-Drehung von Co/Pt-Multilagen aufgetragen über der Wellenlänge des eingestrahlt Lichtes. Links: Die sechs gezeigten Proben besitzen eine feste Pt-Schichtdicke von 1.7 nm und Co-Dicken von 0.24, 0.45, 0.7, 0.92, 1.42 und 2.02 nm (von oben nach unten). Die durchgezogene Linie repräsentiert die Kerr-Spektren eines dünnen Co-Films (entnommen aus [Zep89]). Rechts: Experimentell bestimmte Kerr-Spektren von Co/Pt-Vielfachschichten unterschiedlicher Zusammensetzung. Die erste Zahl in der Legende zeigt die Co-Dicke, die zweite die Pt-Dicke in Å an (entnommen aus [Uba99]).

2. MAGNETISCHE EIGENSCHAFTEN

von θ_K und η_K so zu variieren, daß ein optimales Signal-Rausch-Verhältnis für den Lese- bzw. Schreibprozeß erzielt wird [Hat96,Hat97,Wu99a].

Neben der Mikrostruktur hat die Zusammensetzungen der Filme einen entscheidenden Einfluß auf die magneto-optischen Eigenschaften, und zwar sowohl in Legierungen als auch in Vielfachschichten. Wie in den Abbildungen 2.4 zu sehen ist, zeigt das Kerr-Signal eine starke Abhängigkeit vom Schichtdickenverhältnis bzw. dem Konzentrationsverhältnis zwischen Co und Pt. Hierbei steigen θ_K und η_K in nicht-linearer Weise mit der Schichtdicke bzw. der Konzentration des Co an. Für die Schichtdicke des Pt in Multilagen gibt es dagegen ein Maximum im Bereich von 1.1 nm-1.5 nm.

Trotz zahlreicher theoretischer Untersuchungen [Wel91,Sat92,Guo95,Uba96] ist die Ursache für die oben genannten Abhängigkeiten bei weitem noch nicht vollständig geklärt, jedoch zeichnet sich ein allgemeiner Trend ab. Aufgrund seiner elektronischen Bandstruktur besitzt Pt eine Stoner-erhöhte Suszeptibilität, was dazu führt, daß Pt-Atome in der Nachbarschaft ferromagnetisch geordneter Co-Atome magnetisch polarisiert werden können [Gui84]. Im Falle von Co/Pt-Multilagen nimmt die Stärke dieser magnetischen Polarisation der Pt-Atome exponentiell mit dem Abstand zur Co-Schicht ab. Elementspezifische Messungen des magnetischen Röntgenzirkulardichroismus (MXCD) an Co/Pt-Multilagen [Sta93,Sch93] ergaben für die ersten drei Pt-Atomlagen nach der Co-Schicht ein magnetisches Moment pro Atom von $0.15 \mu_B$, $0.07 \mu_B$ bzw. $0.035 \mu_B$, wodurch sich eine effektive Eindringtiefe der Polarisation von ca. 0.6 nm (3 Atomlagen) ergibt (Abbildung 2.5). Die große Spin-Bahn-Kopplung im Platin führt nun dazu, daß das polarisierte Platin trotz seines sehr geringen effektiven magnetischen Moments² in erheblichen Maße zum gesamten Kerr-Effekt beiträgt. So wiesen neueste *in-situ* Messungen, bei welchen das Kerr-Signal während des sequentiellen Aufdampfens von Co/Pt-Multilagen im Ultrahochvakuum aufgenommen wurde, nach, daß die Kerr-Drehung nach Abschluß einer Co-Schicht bis zu den drei folgenden Pt-Monolagen weiter ansteigt und erst mit einer weiter zunehmenden Pt-Dicke wieder abnimmt [Did99]. Die hieraus mit Hilfe eines optischen Modells abgeleitete exponentielle Abklinglänge der Polarisation wurde zu 0.16 nm

²Im Vergleich dazu beträgt das magnetische Moment pro Co-Atom $1.7 \mu_B$.

bestimmt (siehe Abbildung 2.6). Diese Resultate machen plausibel, warum ein Maximum für die Kerr-Effekte bezüglich der Pt-Dicke existiert.

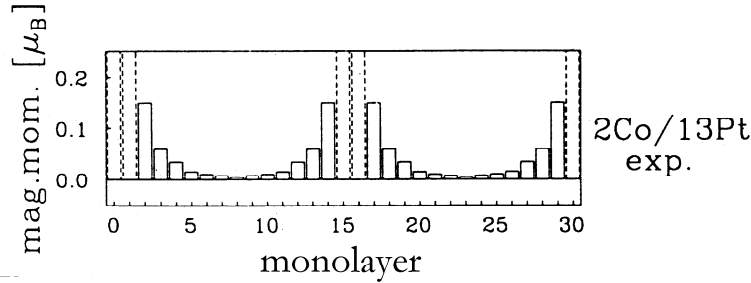


Abbildung 2.5: Räumliche Verteilung der magnetischen Momente in einer Co/Pt-Multilage. Die Ergebnisse basieren auf der MXCD-Analyse von Filmen, bei welchen Ir-Lagen als 'Sonde' mit verschiedenem Abstand zum Co in die Pt-Zwischenschicht eingebracht wurden (entnommen aus [Sta93]).

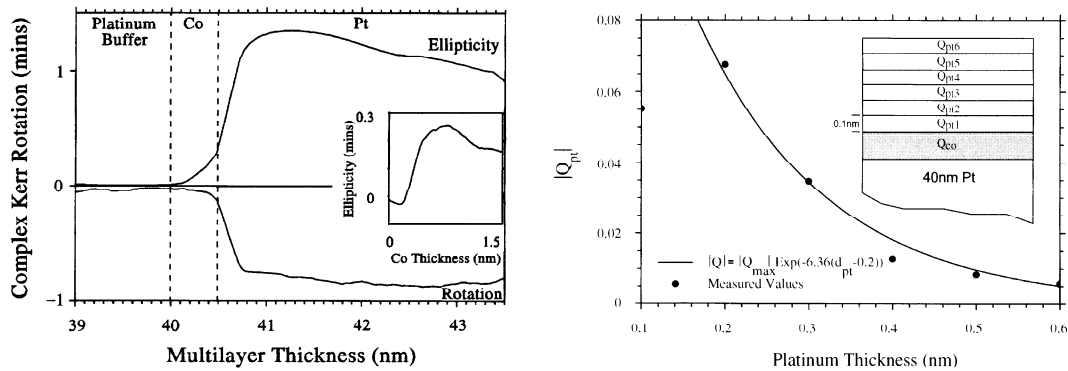


Abbildung 2.6: Links: Variation der Kerr-Effekte während der Deposition einer Co/Pt-Bilage. Rechts: Voigt-Konstante $|Q_{Pt}|$ in Abhängigkeit vom Abstand zur Co/Pt-Grenzfläche (beide entnommen aus [Did99]).

Es ist offensichtlich, daß im Falle der Co-induzierten Pt-Polarisation die Beschaffenheit der Co/Pt-Grenzfläche eine entscheidende Rolle spielt. Im allgemeinen weisen CoPt-Legierungen systematisch größere Kerr-Effekte auf als Co/Pt-Vielfachschichten. Aufgrund dieser Beobachtung wurde schon früh vorgeschlagen, daß die Ursache für die große Kerr-Drehung in den Multilagen in einer Legierungsbildung an der Grenzfläche zwischen Co und Pt liegt [Zep89]. In der Tat zeigen neueste theoretische Behandlungen, zum einen unter Verwendung eines phänomenologischen Jones-Matrizen-Ansatzes für Schichtsysteme [Gao97a,Gao97b], zum

2. MAGNETISCHE EIGENSCHAFTEN

anderen mit Hilfe von selbstkonsistenten Bandstrukturechnungen (SPR LMTO-Methode) [Guo95,Uba96,Uba99], daß die spektrale Abhängigkeit der Kerr-Effekte in Co/Pt-Multilagennur dann befriedigend erklärt werden kann, wenn die Formation einer Legierung an der Co/Pt-Grenzfläche mit einem graduellen Konzentrationsverlauf angenommen wird (Abbildung 2.7). Weiterhin zeigen diese Untersuchungen, daß die Größe der Kerr-Effekte nur schwach von der Dicke der Co-Unterlage abhängt. Dieses unterscheidet das System Co-Pt in grundlegender Weise von anderen magneto-optischen Materialien, wie z.B. TbFeCo-Legierungen oder Au/Co-Schichtsystemen, bei welchen im wesentlichen eine lineare Abhängigkeit der Kerr-Drehung von der Dicke der magnetischen Schicht gefunden wird [Vis95,Fer95].

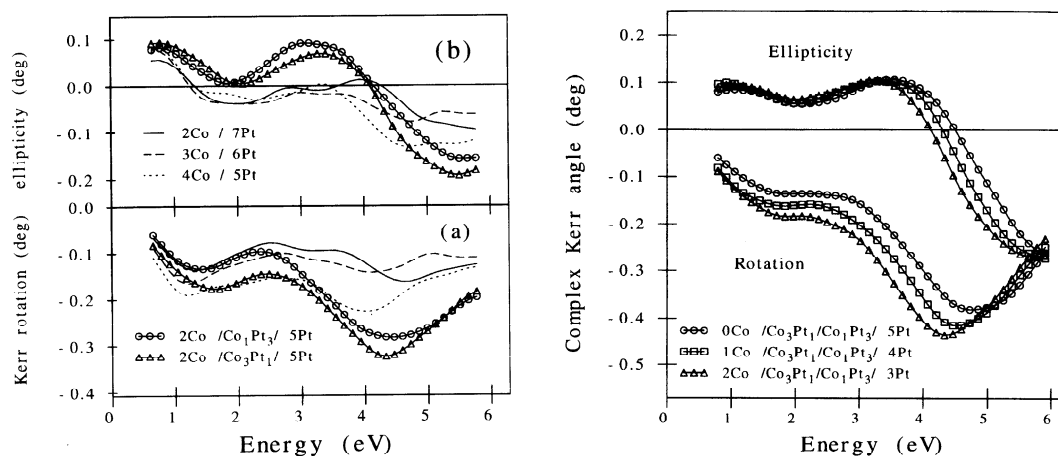


Abbildung 2.7: Links: Berechnete Kerr-Elliptizität (oben) und Kerr-Drehung (unten) für Co/Pt-Multilagenn mit scharfen Grenzflächen (Linien) und unter Annahme einer Legierungslage in der Grenzfläche (Symbole). Rechts: Berechnete Kerr-Spektren für Co/Pt-Multilagenn mit zwei Legierungslagen an der Grenzfläche (entnommen aus [Uba99]).

Im allgemeinen sind magneto-optische Messungen nur sensitiv bis zur halben Eindringtiefe des Lichtes, welche wiederum stark von der Lichtwellenlänge abhängt³ [Hub93a]. Dies führt dazu, daß das Tiefenprofil der Schichtstruktur in Strahlrichtung einen entscheidenden Einfluß auf das magneto-optische Signal hat. So konnte an ultradünnen Au⁽¹⁾/Co/Au⁽²⁾/Co/Au⁽³⁾/Glas-Heterostrukturen exemplarisch nachgewiesen werden, daß sich sowohl die Form als auch die maximale Amplitude der Kerr-Hysteresen sehr stark ändert, je nachdem ob die Durchstrah-

³Die Eindringtiefe für Co beträgt für $\lambda = 632.8$ nm etwa 25 nm.

lung von der Filmseite oder von der Substratseite her erfolgt [Pen95]. Als weitere Folge der begrenzten Eindringtiefe steigt die Kerr-Drehung im allgemeinen *nicht* linear mit der Anzahl der Bilayer bzw. der Grenzflächen einer Multilage an. Im Falle des sehr großen Kerr-Effektes an Co/Pt-Grenzflächen führt dies dazu, daß bereits Pt/Co/Pt-Dreifachschichten Kerr-Drehungen besitzen, die halb so groß sind wie die einer entsprechenden Co/Pt-Multilage (siehe Abbildung 2.8) [Tra99].

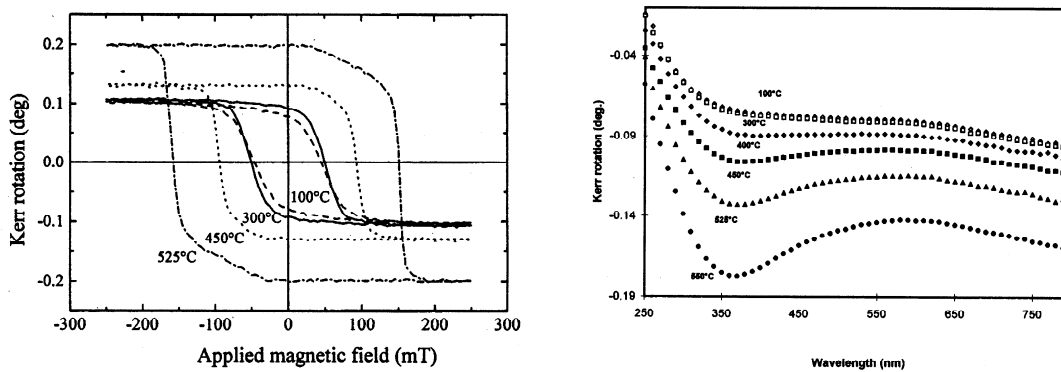


Abbildung 2.8: Experimentelle polare Kerr-Drehung von Pt/Co/Pt-Dreifachschichten. Links: Kerr-Spektren einer Pt(15 ML)/Co(6 ML)/Pt(17 ML)-Probe, welche bei 100°C hergestellt und nachträglich bei unterschiedlichen Temperaturen getempert wurde. Rechts: Kerr-Hysteresen derselben Probe bei einer Wellenlänge von 633 nm (beide entnommen aus [Tra99]).

Anhand der in Abbildung 2.8 gezeigten Messungen an Pt/Co/Pt-Trilagen wird der Einfluß der Grenzflächenbeschaffenheit auf die Größe und die spektrale Abhängigkeit der Kerr-Effekte nochmals besonders deutlich. Eine bei 100°C hergestellte Pt/Co/Pt-Schicht zeigt eine maximale Kerr-Drehung von etwa 0.1°, welche im Gegensatz zu Co/Pt-Vielfachschichten nahezu konstant über den gesamten Wellenlängenbereich ist. Durch nachträgliches Tempern der Probe auf bis zu 500°C steigt das Kerr-Signal systematisch an und das von den Multilagen bekannte Maximum nahe 300 nm tritt auf. Diese Abhängigkeiten konnten eindeutig auf die zunehmende CoPt-Legierungsbildung an der Grenzfläche mit steigender Anlaßtemperatur zurückgeführt werden.

2.3 Ummagnetisierungsprozesse

Die Energie eines Ferromagneten als Funktion des Richtungsvektors der Magnetisierung \vec{m} läßt sich wie folgt schreiben [Hub93c]:

$$E_{\text{tot}} = \int dV \left[A (\nabla \vec{m})^2 + F(\vec{m}) - \mu_0 \vec{H} \cdot \vec{M} + \frac{1}{2} \mu_0 \vec{H}_d^2 + \dots \right] \quad (2.14)$$

Hierbei ist A die Austauschkonstante, welche die 'Steifigkeit' des Magnetisierungsvektors gegenüber Änderungen aufgrund der Austauschwechselwirkung beschreibt. In der Funktion $F(\vec{m})$ sind alle intrinsischen Anisotropieeffekte zusammengefaßt (siehe Abschnitt 2.1). Der dritte Term ist die Zeeman-Energie, welche die Wechselwirkung zwischen der Magnetisierung \vec{M} und dem äußeren Feld \vec{H} beinhaltet. Der vierte Term ist die durch die entmagnetisierenden Felder H_d in der Probe bedingte Streufeldenergie. Im allgemeinen müssen noch weitere Energiebeiträge, wie z.B. Spannungs- oder Magnetostruktionsenergien, mit einbezogen werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden diese Terme jedoch vernachlässigt.

Wie bereits im Abschnitt 2.1.2 erwähnt, zeigen die hier diskutierten Co/Pt-Schichtstrukturen eine starke senkrechte Anisotropie. Im nicht-gesättigten Zustand zerfällt der Film in Domänen mit entgegengesetzter Magnetisierungsrichtung (*up*- und *down*-Domänen), welche durch blochartige Domänenwände voneinander getrennt sind. Die Wandbreite ist durch den Parameter $\sqrt{A/K}$ aus Austauschkonstante und Anisotropiekonstante gegeben und beträgt im vorliegenden Fall ca. 30 nm. Die jeweilige Domänenkonfiguration wird durch die Minimierung der Streufeldenergie und der Austauschenergie bestimmt: Die Streufeldenergie, welche ihren Ursprung in den magnetischen Polen an der Grenzfläche hat, kann durch die Bildung vieler entgegengesetzter Domänen minimiert werden. Dieser Trend wird allerdings dadurch eingeschränkt, daß zur Entstehung einer Domäne die Wandenergie σ_w aufgebracht werden muß, welche im wesentlichen durch den ersten Term in 2.14 gegeben ist.

Während eines Magnetisierungsprozesses wird durch die Zeeman-Wechselwirkung die Magnetisierung in Richtung des äußeren Feldes (*up*-Richtung) gedreht. Im vorliegenden Fall geschieht dies entweder durch Entstehung neuer Domänen (*Nukleation*) oder Verschiebung existierender Domänenwände zugunsten der *up*-

Domänen (*Domänenwandbewegung*). Bei der Nukleation einer neuen Domäne muß zunächst einmal die Wandenergie durch das äußere Feld aufgebracht werden. Dies führt dazu, daß neue Domänen zuerst an solchen Stellen nukleieren, in denen die Austauschkopplung reduziert ist. Diese sind u.a. Störstellen im magnetischen Film, wie z.B. Löcher, Korngrenzen oder Versetzungen.

Diese Defekte führen ebenfalls dazu, daß sich bewegende Domänenwände in ihnen festgehalten (*'gepinnt'*) werden. Die Stärke dieses Effektes wird mit der *Pinningkraft* bzw. dem *Pinningpotential* an den Störstellen beschrieben. Damit sich Domänenwände bewegen können, müssen diese Pinningkräfte vom äußeren Feld übertroffen werden (*Depinning*). Aufgrund der unterschiedlichen Natur der Filmdefekte existiert im allgemeinen eine Verteilung der Pinningkräfte im Film, so daß das Depinning in einem gewissen Feldintervall erfolgt.

Ein weiterer wesentlicher Grund für die Unterdrückung der Domänenwandpropagation resultiert aus der magnetostatischen Wechselwirkung zwischen den Domänen. Wie bereits erwähnt, nimmt das System im Gleichgewicht eine Domänenkonfiguration mit minimaler Gesamtenergie aus Streufeldenergie und Wandenergie ein. Werden die Domänenwände durch das äußere Feld aus ihrer Gleichgewichtslage herausbewegt, so erhöht sich zunächst nur die Streufeldenergie des Systems⁴. Aus diesem Grund werden die up-Domänen nur in dem Maße vergrößert, wie der Energiegewinn durch das äußere Feld die Zunahme der Streufeldenergie kompensiert.

Der Streufeldbeitrag zur Ummagnetisierung ist stark abhängig von der Geometrie der Schichtstrukturen, d.h. die einzelnen Schichtdicken und die Anzahl der koppelnden magnetischen Lagen haben einen großen Einfluß auf die Domänenkonfiguration [Dra87,Lou97a,Sta97]. Im Gegensatz zu den Pinningvorgängen spielen hier mikroskopische Filmdefekte nur eine untergeordnete Rolle. Durch eine Variation der Pinningdichte unter Beibehaltung der Probengeometrie kann somit der Einfluß der einzelnen Prozesse auf die Ummagnetisierung konkret gewichtet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde diese Untersuchung an äquivalenten Co/Pt-Heterostrukturen durchgeführt, welche aufgrund ihrer unterschiedlichen Mikrostruktur verschieden große Defektdichten aufweisen. Die hierfür durch-

⁴Bei reiner Domänenwandbewegung wird angenommen, daß die Dichte der Domänenwände zunächst erhalten bleibt [Dra87].

geführten Magnetisierungshysteresen wurden mit Hilfe des magneto-optischen Kerr-Effektes in polarer Geometrie durchgeführt und werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

2.4 Magnetisierungshysteresen

2.4.1 Meßaufbau

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Meßstand zur Messung des magneto-optischen Kerr-Effektes in polarer Geometrie konstruiert (Abbildung 2.9). Um die Hysteresen der Co/Pt-Vielfachschichten mit Sättigungsfeldstärken von über 0.2 T messen zu können, wurde der Meßstand an einen ^4He -Kryostaten mit einem supraleitenden 9 T-Magneten adaptiert, welcher über drei jeweils senkrecht zueinander liegende Raumtemperaturbohrungen verfügt. Die Filme wurden auf einem justierbaren Probenhalter in der Mitte der drei Bohrungen befestigt derart, daß das vom supraleitenden Magneten erzeugt Feld parallel zur Filmmormalen lag. Vor den Kryostaten wurde auf einem Sockel eine Platte positioniert, auf welcher alle optischen Elemente des Meßstandes befestigt sind.

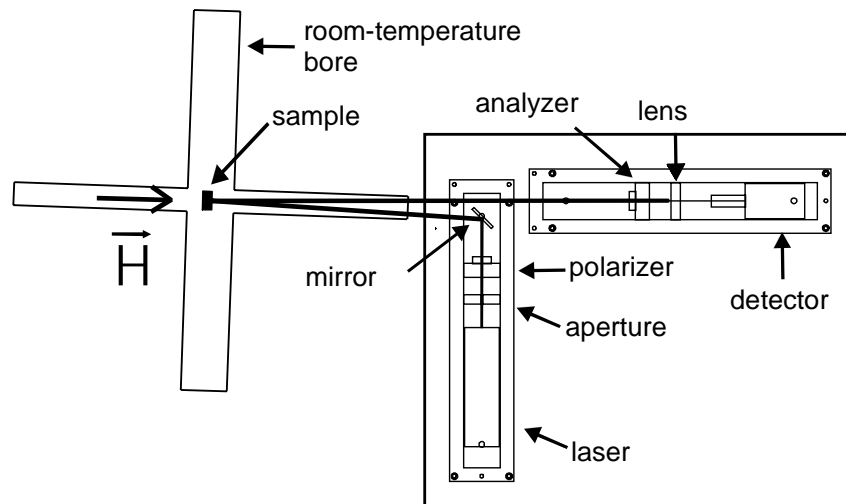


Abbildung 2.9: Aufbau des Meßstandes für den magneto-optischen Kerr-Effekt. Der Meßaufbau wurde an einen ^4He -Kryostaten mit drei Raumtemperaturbohrungen adaptiert, welcher einen supraleitenden 9 T-Magneten besitzt.

Als Lichtquelle wurde ein He-Ne-Laser mit Phasenstabilisierung benutzt. Der Laserstrahl wurde mit einem Kalzit-Polarisator senkrecht zur Strahlebene (s -Zustand) polarisiert. Mit einem justierbaren Spiegel wurde der Lichtstrahl durch die parallel zur Feldrichtung liegende Bohrung in den Kryostaten eingekoppelt, so daß er unter nahezu senkrechtem Einfallswinkel auf die Probe traf. Der reflektierte Strahl wurde hinter dem drehbaren Kalzit-Analysator mit einer Sammellinse auf eine Photodiode fokussiert. Die an der Diode abfallende Spannung wurde von einem Nanovoltmeter vom Typ Hewlett-Packard 34420A ausgelesen und als Maß für die reflektierte Intensität der Probe verwendet. Um die detektierte Signaländerung in eine Kerr-Drehung umrechnen zu können, wurde bei einer Feldstärke von 1 T (d.h. in Sättigung) der Analysator vom Auslöschungswinkel aus in verschiedene Winkelpositionen ($1^\circ, 2^\circ$ und 3°) gedreht und die dabei aufgenommenen Intensitäten mit einem \sin^2 -Verlauf angefitet [Kae96]. Für die eigentlichen Kerr-Hysterese wurde der Analysator in eine feste um 2° von der Auslöschposition verdrehte Winkelposition gebracht. Die durch die Änderung der Probenmagnetisierung auftretenden Intensitätsänderungen wurden mit Hilfe der Fitparameter aus der oben genannten \sin^2 -Anpassung in effektive Kerr-Drehungswinkel umgerechnet.

2.4.2 Experimentelle Ergebnisse an Co/Pt - Multilagen

In diesem Abschnitt werden Magnetisierungshysterese präsentiert, welche mit Hilfe des oben beschriebenen Meßaufbaus durchgeführt wurden. Aufgetragen ist hierbei die polare Kerr-Drehung θ_K^{pol} in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld H , welches senkrecht zur Filmebene angelegt wurde. Wie bereits erläutert ist die Kerr-Drehung ein direktes Maß für die Magnetisierung M der Proben, so daß die $\theta_K^{\text{pol}}(H)$ -Messungen bis auf einen Proportionalitätsfaktor den Magnetisierungshysterese $M^\perp(H)$ entsprechen.

Die Abbildungen 2.10 zeigen Hysterese messungen zweier Co/Pt-Übergitter mit identischem Schichtaufbau aber unterschiedlicher kristalliner Qualität. Bei diesen Messungen wurden die Proben zunächst durch das Anlegen eines äußeren Feldes von +1 T in Sättigung gebracht. Danach wurden aufeinanderfolgend Hysterese schleifen $H = +H_{\text{max}} \rightarrow -H_{\text{max}} \rightarrow +H_{\text{max}}$ gefahren, wobei die maximal

2. MAGNETISCHE EIGENSCHAFTEN

angelegte Feldstärke H_{\max} sukzessive von Schleife zu Schleife erniedrigt wurde. Diejenigen Messungen, in welchen H_{\max} kleiner ist als die Sättigungsfeldstärke H_s , werden als *Kleinfeldhysteresen* bezeichnet. Für die gezeigten Hysteresen betrug die maximale Fahrtrate des Feldes $\mu_0 \dot{H} = 0.05 \text{ T/min}$.

Zunächst soll die Form der vollständigen Hystereseschleifen mit ($\mu_0 H_{\max} = 0.3 \text{ T} > \mu_0 H_s$) diskutiert werden. Die Hystereseformen beider Proben stimmen qualitativ überein und zeigen Merkmale, die im allgemeinen für Übergitter mit senkrechter magnetischer Anisotropie beobachtet werden. Wird das äußere Magnetfeld kontinuierlich von positiven zu negativen Werten gefahren, so bleibt die Magnetisierung aufgrund der Koerzitivität der Probe zunächst erhalten. Erst bei einem negativen Feld $-H_N$ springt M relativ steil nach null, um sich anschließend graduell der negativen Sättigungsmagnetisierung M_s anzunähern (die Hysterese besitzt einen deutlichen Ausläufer). Diese Aufteilung des Magnetisierungsverlaufs in zwei qualitativ unterschiedliche Feldbereiche wurde bereits in Simulationen für dünne Filme mit senkrechter magnetischer Anisotropie vorhergesagt [Dra87,Man88,Man91]. Hier wird deutlich, daß die Ummagnetisierung durch beide im Abschnitt 2.3 beschriebenen Prozesse, Nukleation und Domänenwandbewegung, bestimmt wird.

Um diese Aufteilung genauer beschreiben zu können, wurde das Ummagnetisierungsverhalten mit Hilfe von Remanenzmessungen genauer untersucht. Bei diesen Untersuchungen wird die Remanenzmagnetisierung M_r in Abhängigkeit des zuvor angelegten maximalen Feldes H_{\max} gemessen. Da die magnetische Remanenz die Folge eines irreversiblen Verhaltens der Probe ist, hängt der Verlauf der Remanenzkurven $M_r(H_{\max})$ stark von der magnetischen Anfangskonfiguration ab. Man unterscheidet zwei Meßmethoden: die isotherme Remanenzmagnetisierung (IRM) und die DC-Entmagnetisierung (DCD) [Don93]. Bei der IRM-Methode wird die Probe vor der Messung durch ein magnetisches Wechselfeld entmagnetisiert. Danach werden Kleinfeldschleifen $H = 0 \rightarrow +H_{\max}(1) \rightarrow 0 \rightarrow +H_{\max}(2) \rightarrow \dots$ mit sukzessiv erhöhten Maximalfeldern $H_{\max}(i)$ gefahren und die Remanenzwerte $M_r(i)$ aufgenommen. Bei der DCD-Methode wird die Probe zunächst durch das Anlegen eines Feldes $-H_s$ negativ gesättigt. Die Remanenzwerte werden daraufhin analog zur IRM-Methode mit Hilfe der oben beschriebenen Kleinfeldschleifen aufgenommen.

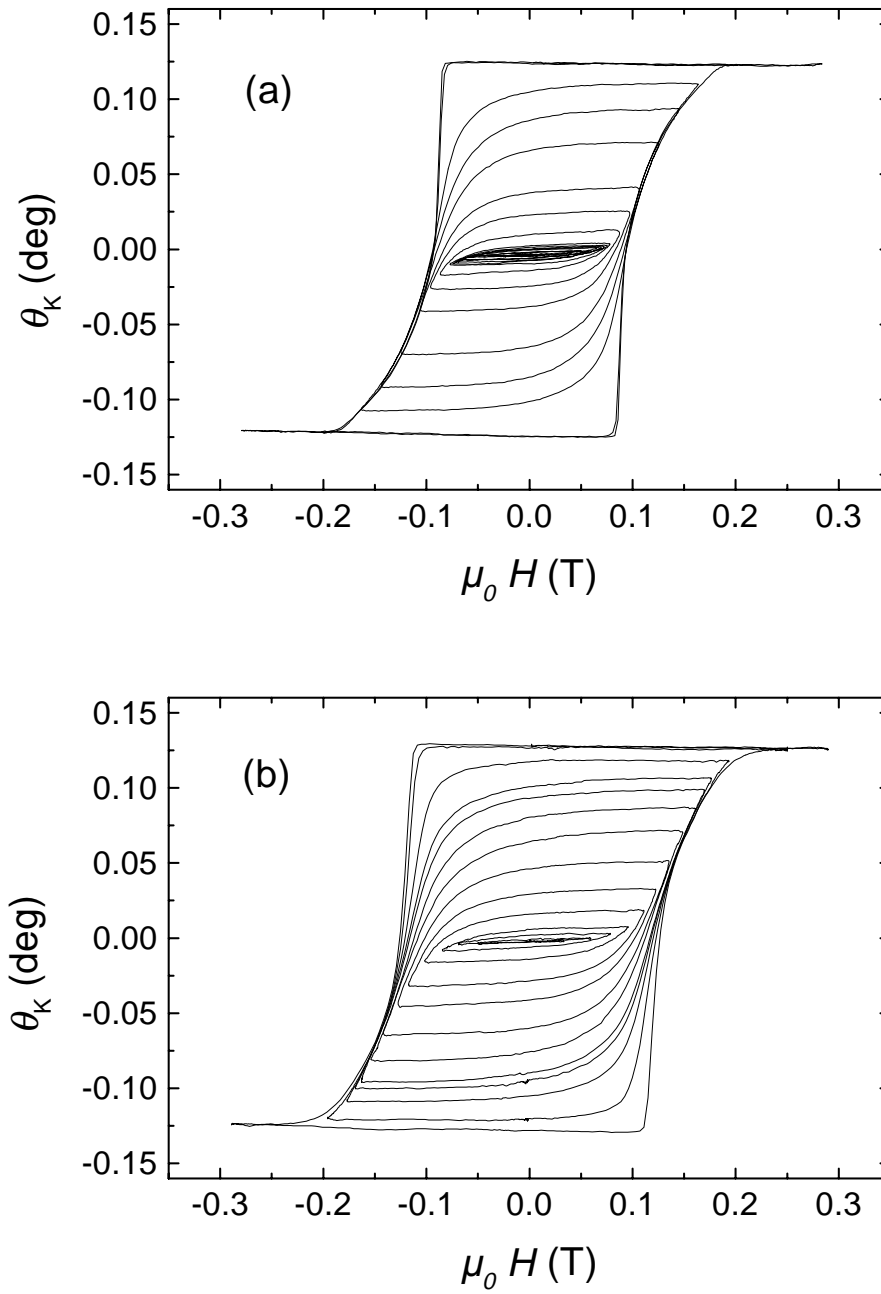


Abbildung 2.10: Mit Hilfe des polaren magneto-optischen Kerr-Effekts aufgenommene Kleinfeldschleifen zweier Pt(6 nm)/[Co(0.3 nm)/Pt(1 nm)]₁₄-Multilagen (a) auf einem A-Substrat bzw. (b) auf einem B-Substrat. Die exakten Schichtparameter der Proben sind in Kapitel 1.4.1 dargestellt.

2. MAGNETISCHE EIGENSCHAFTEN

Die Ableitung der Meßkurven nach dem äußeren Feld liefert den magnetischen Response der Probe in Form der irreversiblen Suszeptibilität

$$\tilde{\chi}_{\text{irr}} = |d(M_r/M_s)/dH| \quad (2.15)$$

Da eine DCD-Messung im gesättigten Zustand startet, in welchem nur eine Domäne vorhanden ist, ist diese Methode zu Beginn ausschließlich sensitiv auf Magnetisierungsänderungen durch Nukleation. Bei der IRM-Methode dagegen ist der Anfangszustand vieldomänig, d.h. der magnetische Response der Probe kann von Beginn der Messung an sowohl durch Bewegung der Domänenwände als auch durch Nukleation hervorgerufen werden. Durch Vergleich der Feldabhängigkeit beider Suszeptibilitäten $\tilde{\chi}_{\text{irr}}^{\text{DCD}}$ und $\tilde{\chi}_{\text{irr}}^{\text{IRM}}$ kann man nun Rückschlüsse auf die *Verteilung* der Energiebarrieren für die Nukleation bzw. die Domänenwandbewegung ziehen.

In Abbildung 2.11 ist die mittels der DCD-Methode ermittelte irreversible Suszeptibilität für zwei Co/Pt-Übergitter mit unterschiedlicher kristalliner Kohärenz dargestellt. Beide Kurven zeigen einen qualitativ ähnlichen Verlauf mit einer deutlichen Überhöhung zu Beginn der Ummagnetisierung. Die jeweilige Lage des Maximums stimmt mit dem Feld H_N überein, bei welchem der scharfe negative Sprung in der Hysterese auftritt. Die DCD-Messungen zeigen also, daß die scharfen Hysteresesprünge durch Nukleation hervorgerufen werden, wobei die Breite der Peaks in $\tilde{\chi}_{\text{irr}}^{\text{DCD}}$ die Verteilung der Nukleationsfeldstärken bzw. -energien beschreibt. Der Vergleich zwischen den beiden Meßkurven zeigt, daß Proben mit geringerer kristalliner Qualität eine deutlich breitere Verteilung der Nukleationsfelder besitzen als die hochgeordneten Übergitter.

Dies ist leicht zu verstehen, wenn man in Betracht zieht, daß die Größe der Nukleationsfelder direkt an die magnetische Austauschenergie gekoppelt ist, welche wiederum durch die Bildung von Korngrenzen im magnetischen Material lokal herabgesetzt wird. Wie bereits in Kapitel 1 gezeigt wurde, weisen die Proben der B-Serie mit ihrer Mosaikstruktur eine relativ breite Verteilung der Wachstumsrichtung und somit eine hohe Anzahl von Korngrenzen auf. Die hiermit verbundene statistische Verteilung der Korngrößen spiegelt sich folglich in der Verteilung der Nukleationsfeldstärken wider. Demgegenüber ist der Nukleationssprung in den A-Proben wesentlich schärfer, da diese aufgrund ihrer hohen kristallinen

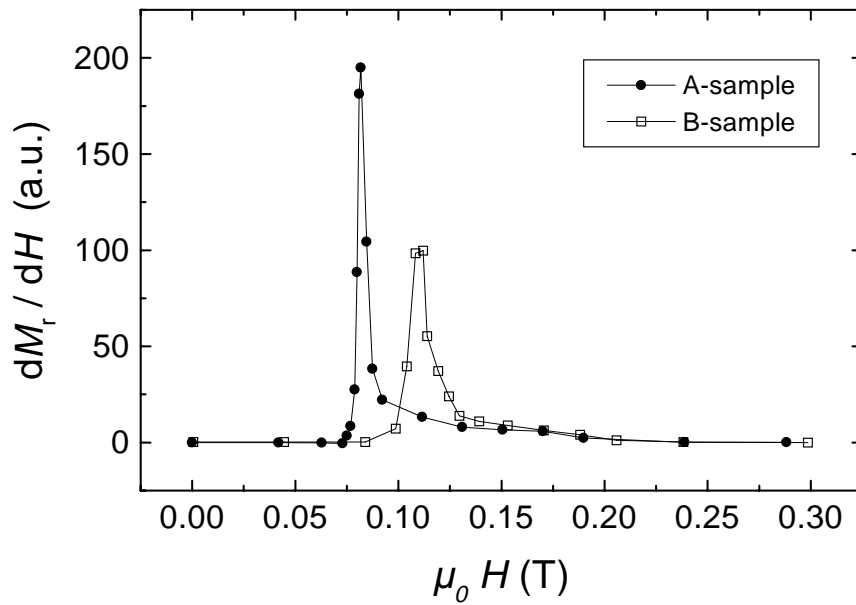


Abbildung 2.11: Mit Hilfe der DCD-Methode gemessene irreversible Suzeptibilität zweier Pt(6 nm)/[Co(0.3 nm)/Pt(1 nm)]₁₄-Multilagen auf einem A- bzw. B-Substrat.

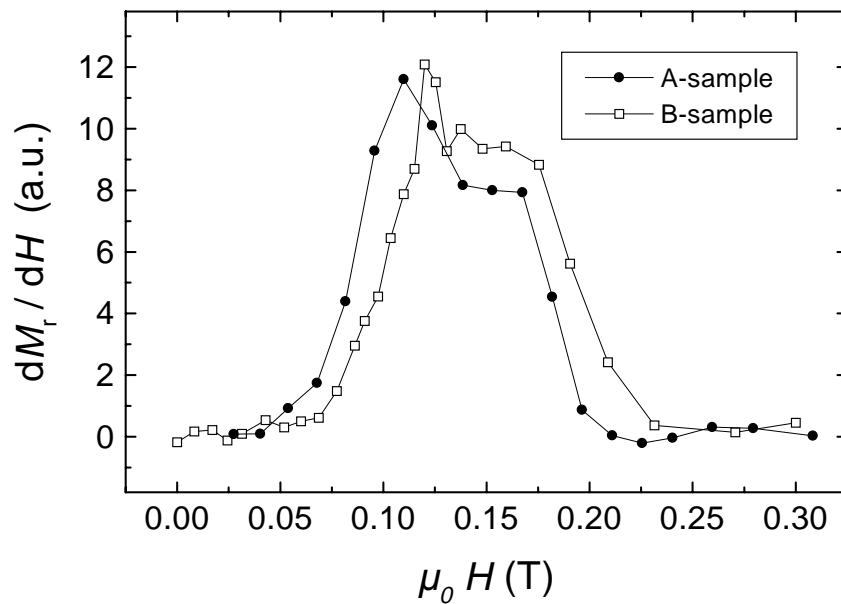


Abbildung 2.12: Mit Hilfe der IRM-Methode gemessene irreversible Suzeptibilität zweier Pt(6 nm)/[Co(0.3 nm)/Pt(1 nm)]₁₄-Multilagen auf einem A- bzw. B-Substrat.

2. MAGNETISCHE EIGENSCHAFTEN

Kohärenz eine viel geringere räumliche Streuung der Struktureigenschaften aufweisen. Das Nukleationsverhalten in Co/Pt-Übergittern ist also sehr sensitiv auf die kristalline Qualität der Filme.

Diese starke Abhängigkeit zeigt sich nicht für die irreversiblen Magnetisierungsprozesse, welche durch Domänenwandbewegung hervorgerufen werden. In Abbildung 2.12 ist die mittels IRM-Methode gemessene irreversible Suszeptibilität beider Proben dargestellt. In Übereinstimmung mit den DCD-Messungen zeigen die Meßkurven einen scharfen Nukleationspeak bei H_N . Diesem ist eine breite Erhöhung überlagert, welche die Verteilung der Feldstärken für Domänenwandbewegung anzeigt. Diese IRM-Messungen weisen also zunächst nach, daß die Aufmagnetisierung aus dem entmagnetisierten Zustand tatsächlich *sowohl* durch Nukleation *als auch* durch Domänenwandbewegung geschieht. Weiterhin ist festzustellen, daß die Domänenwandbewegung in einem weitaus größeren Feldbereich vonstatten geht als die Nukleation neuer Domänen. Wie der Vergleich zwischen den beiden Proben zeigt, ist die Breite dieses Feldbereiches unabhängig von der kristallinen Qualität der Filme. Anhand dieser Ergebnisse wird deutlich, daß im vorliegenden Fall die Domänenwandpropagation im wesentlichen durch den Streufeldbeitrag gedämpft wird, welcher in starkem Maß von der Probengeometrie und nur wenig von der Defektdichte der Filme abhängt (siehe Abschnitt 2.3).

Die hier gefundenen Ergebnisse legen nahe, daß die konkave Form der Hysteresen bei hohen Feldern ausschließlich durch den Streufeldbeitrag zur Domänenwandpropagation zustande kommt. Dieses wird durch analytische Berechnungen bestätigt, welche die beobachtete konkave Form allein anhand der magnetostatischen Wechselwirkung einer linearen periodischen Domänenstruktur erhalten [Dra87]. Aufgrund der Kopplung der übereinanderliegenden Co-Lagen ist der Streufeldbeitrag von der Bilagenanzahl der Vielfachschicht abhängig, d.h. die Sättigungsfeldstärke wächst bei gleicher Magnetisierung mit steigender Anzahl der Co-Lagen an. Umgekehrt werden rechteckige Hysteresen nur in solchen Co/Pt-Vielfachschichten beobachtet, welche weniger als acht Bilagen enthalten [Lin91].

Im folgenden werden solche Co/Pt-Heterostrukturen untersucht, welche nur eine Co-Lage enthalten. In diesen Trilagen ist der Streufeldbeitrag aufgrund der nicht existierenden Zwischenlagenkopplung wesentlich geringer, so daß die Form

der Hysterese im wesentlichen durch die Domänennukleation bestimmt sein sollte. Aus diesem Grund wird erwartet, daß sich in den Dreifachschichten Unterschiede in der Defektdichte deutlich stärker auswirken sollten als bei den Multilagen.

2.4.3 Experimentelle Ergebnisse an Pt/Co/Pt – Trilagen

Um den Einfluß der Defektdichte auf die Ummagnetisierung in ultradünnen Dreifachschichten zu untersuchen, wurden polare Kerr-Hysterese an simultan auf unterschiedlichen Substraten hergestellten Proben durchgeführt. In Abbildung 2.13 sind die Kleinfeldhysterese zweier Pt(3 nm)/Co(0.6 nm)/Pt(2 nm)-Trilagen (a) auf einem A-Substrat bzw. (b) auf einem B-Substrat dargestellt. Beide Proben zeigen eine Kerr-Drehung von 0.11° , welche nur geringfügig kleiner ist als die der ultradünnen Co/Pt-Multilagen. In Abschnitt 2.2.2 wurde diesbezüglich bereits auf die besondere Bedeutung der endlichen Eindringtiefe des Lichts und der Legierungsbildung an den Grenzflächen für die Kerr-Drehung in Pt/Co/Pt-Strukturen hingewiesen. Die hier untersuchten Proben wurden bei einer Temperatur von 100°C hergestellt und zeigen gemäß den Ergebnissen in Kapitel 1 eine mittlere Rauigkeit an der Co/Pt-Grenzfläche von einer Monolage. Die beobachtete maximale Kerr-Drehung von 0.11° übertrifft sogar ein wenig die in der Literatur erzielten Ergebnissen für '100°C-Proben' mit neun Monolagen Co [Tra99]. Zur Simulation der dort beobachteten Kerr-Spektren wurde von einer Dicke der Legierungsschicht von 0.5 Monolagen angenommen, so daß man also davon ausgehen kann, daß in den vorliegenden Trilagen die Kerr-Drehung ausschließlich durch die CoPt-Legierung an den Grenzflächen erzeugt wird.

Aufgrund der fehlenden magnetostatischen Multilagenkopplung liegen die Sättigungsfeldstärken der Trilagen im Vergleich zu den Co/Pt-Multilagen um bis zu eine Größenordnung niedriger, wobei die Koerzitivfeldstärke der B-Proben systematisch größer ist als die der A-Proben. Die Trilagen auf den B-Substraten zeigen eine moderate Verrundung der Hysterese, wohingegen die A-Proben extrem scharfe Sprünge aufweisen. Dies deutet, analog zu den Ergebnissen im vorigen Abschnitt, auf eine wesentlich breitere Verteilung der Nukleationsfeldstärken in den B-Proben aufgrund der hohen Defektdichte hin.

Wie erwartet, treten im Falle der Trilagen die Unterschiede der magnetischen

2. MAGNETISCHE EIGENSCHAFTEN

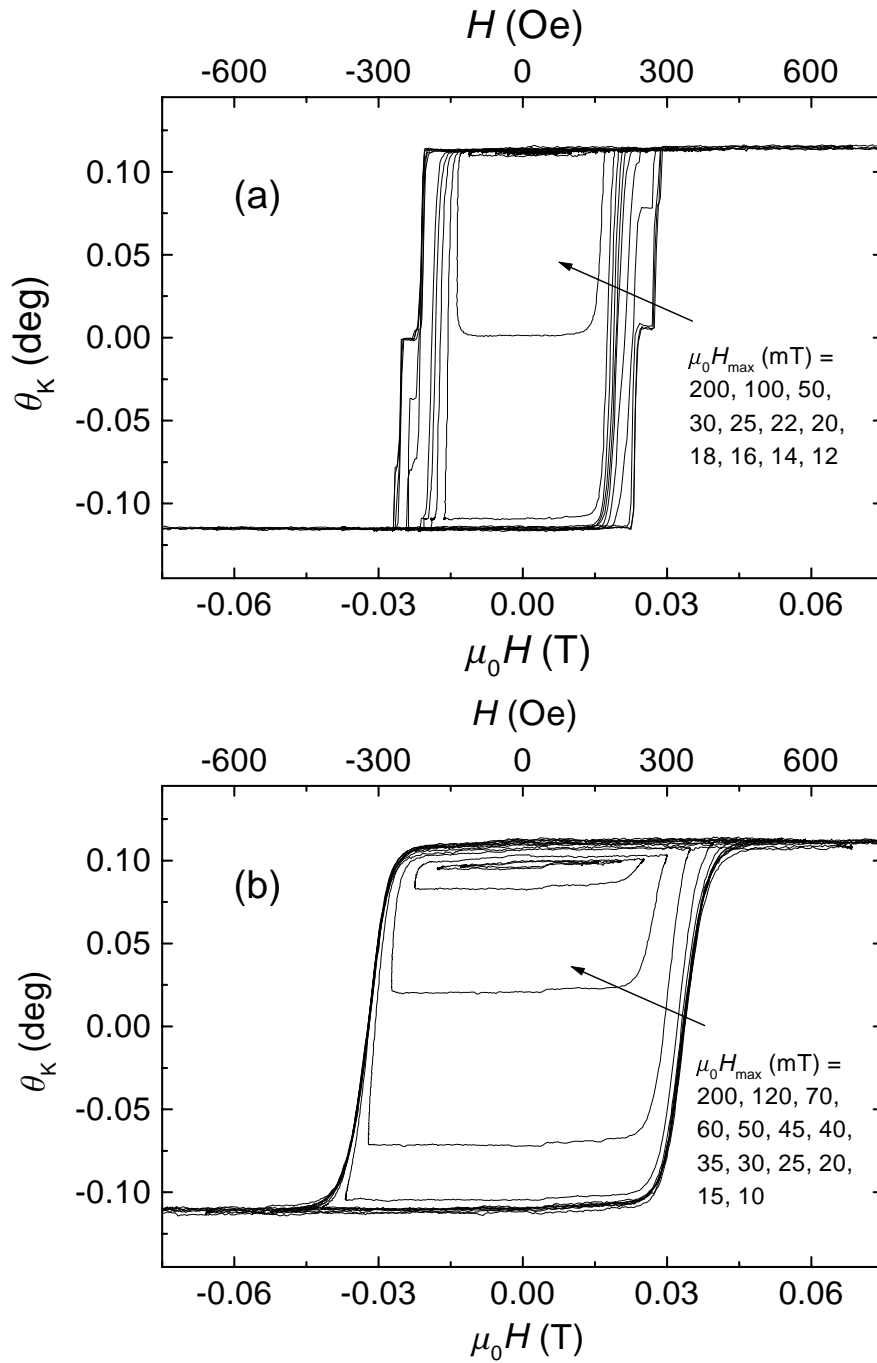


Abbildung 2.13: Mit Hilfe des polaren magneto-optischen Kerr-Effekts aufgenommene Kleinfeldschleifen zweier Pt(3 nm)/Co(0.6 nm)/Pt(2 nm)-Trilagen (a) auf einem A-Substrat bzw. (b) auf einem B-Substrat. Die bei den jeweiligen Schleifen maximal angelegten Felder sind in den Bildern eingetragen.

Eigenschaften beider Probenotypen wesentlich deutlicher in Erscheinung als bei den Multilagen. Dies ist zum einen darauf zurückzuführen, daß die Versetzungsdichte in den Trilagen der A-Serie aufgrund der sehr geringen Filmdicke noch einmal wesentlich geringer ist als in den A-Multilagen (siehe Abschnitt 1.5.2), d.h. das Verhältnis der Defektdichten zwischen A- und B-Serie ist größer als bei den Vielfachschichten. Zum anderen treten durch den oben angesprochenen geringeren Einfluß des Streufeldes die Nukleations- und Pinningprozesse in den Vordergrund, welche wiederum unmittelbar an die kristallinen Eigenschaften der Filme gekoppelt sind.

In der in Abbildung 2.13 dargestellten Hysterese der hochgeordneten A-Probe sind deutliche Knicke in den Sprüngen zu erkennen, welche in großen Feldschleifen identisch reproduziert werden. Erst bei abnehmenden Maximalfeldern verschieben sich die Knicke. Diese Beobachtung legt nahe, daß der Ummagnetisierungsprozeß durch Nukleation großer Domänen und anschließender Domänenwandbewegung erfolgt. Aufgrund der geringen mikroskopischen Defektdichte bewegen sich die Domänenwände unter dem Einfluß des äußeren Feldes schnell durch den Film. Durch Pinning an mesoskopischen Defekten (z.B. Kratzern im Film) wird die Propagation der Domänenwände lokal gestoppt und setzt sich erst bei Überschreiten eines gewissen Feldwertes fort. Damit diese Sprünge mit dem hier verwendeten Aufbau meßbar sind, muß die mittlere Größe der Domänen im Bereich des Strahldurchmessers liegen. Dieses Bild des Ummagnetisierungsvorganges wird im Rahmen der Kerr-mikroskopischen Untersuchungen bestätigt, welche im folgenden Kapitel vorgestellt werden.

3. Magnetische Domänen in Pt/Co/Pt - Dreifachschichten

Im vorgehenden Kapitel wurde deutlich, welche Bedeutung die Bewegung der magnetischen Domänenwände für den Ummagnetisierungsprozeß hat. Zur Erklärung der wesentlichen Zusammenhänge während der Ummagnetisierung ist es deshalb wünschenswert, ein direktes Bild von der Konfiguration der Domänenwände und deren Dynamik im äußeren Feld zu erhalten. Als sehr effiziente Methode zur Abbildung magnetischer Strukturen hat sich die Kerr-Mikroskopie etabliert [Kra63]. Die Auflösungsgrenze der konventionellen Kerr-Mikroskopie im Bereich optischer Wellenlängen liegt bei etwa $2\ \mu\text{m}$, so daß sie als Abbildungsmethode der Domänenstrukturen in Co/Pt-Vielfachschichten, welche eine laterale Ausdehnung zwischen $5\ \mu\text{m}$ und $50\ \mu\text{m}$ besitzen, nur bedingt geeignet ist [Don92,Hat96,Dur97,Lou97a,Sta97].

Bei einfachen Co-basierenden Schichtstrukturen mit senkrechter Anisotropie, wie z.B. ultradünnen CoPt-Legierungsfilmern oder Au/Co/Au bzw. Pt/Co/Pt-Dreifachschichten mit ultradünnen Co-Lagen, sind die mittleren Ausdehnungen der magnetischen Domänen aufgrund des wesentlich geringeren Streufeldbeitrages um ein bis zwei Größenordnungen größer [Now97b]. Aus diesem Grund wurde in den letzten Jahren die Kerr-Mikroskopie intensiv genutzt, um Domänenwandphänomene modellhaft an solchen ultradünnen Systeme zu untersuchen [Pom90,Gro94,Fer97a,Kir97,Now97a,Jos98,Lem98].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Kerr-mikroskopische Aufnahmen erstmalig dazu benutzt, den Zusammenhang zwischen den Substrat-induzierten mikrostrukturellen Filmeigenschaften und der Domänenwandpropagation in ultradünnen Pt/Co/Pt-Schichten quantitativ zu fassen.

3.1 Visualisierung magnetischer Domänen

3.1.1 Experimenteller Aufbau

Ein Kerr-Mikroskop ist im wesentlichen ein Auflicht-Polarisationsmikroskop, d.h. zusätzlich zu den optischen Komponenten eines konventionellen Auflicht-Mikroskops befinden sich vor und hinter der Probe ein Polarisator bzw. eine Analysator. In der Praxis werden bei Kerr-Mikroskopen Auflösungen bis $2\ \mu\text{m}$ erreicht, welche durch Verwendung von Ölimmersionsobjektiven oder optischen Nahfeldtechniken und kurzwelligem Licht bis auf ca. $300\ \text{nm}$ reduziert werden können [Hub93b]. Der prinzipielle Aufbau eines Kerr-Mikroskops ist schematisch in Abbildung 3.1 dargestellt.

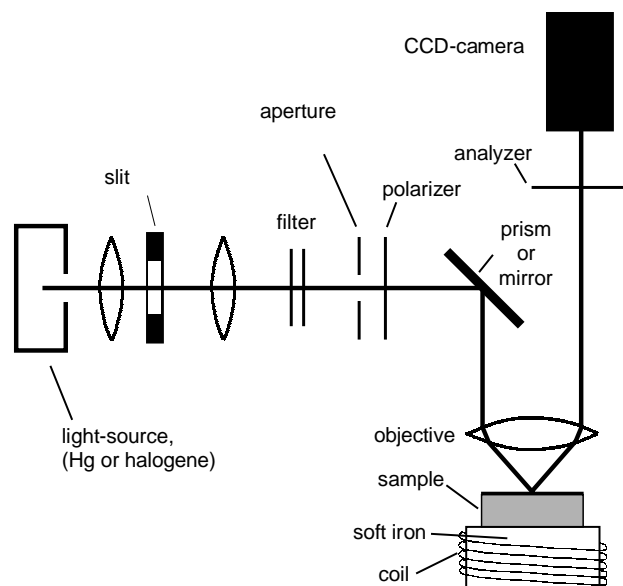


Abbildung 3.1: Typischer Aufbau eines Kerr-Mikroskops (entnommen aus [Hub93b]).

Damit die gesamte Probe aus dem gleichen Winkelbereich beleuchtet wird, sollte die Spaltblende (*slit*) exakt in der hinteren Brennebene der Objektivlinse liegen. Diese Bedingung ist bei konventionellen Mikroskopen im allgemeinen nicht erfüllt, da die Brennebenen verschiedener Objektive an unterschiedlichen Positionen liegen. Im vorliegenden Fall wurde ein konventionelles Phasenkontrast-Mikroskop der Firma Olympus für den Einsatz als Kerr-Mikroskop adaptiert, das

3. MAGNETISCHE DOMÄNEN IN Pt/Co/Pt-DREIFACHSCHICHTEN

eine maximale Vergrößerung vom Faktor 100 erlaubt. Die Mikroskopiebilder wurden mit einer CCD-Kamera (784×554 Pixel) aufgenommen und mit Hilfe einer Framegrabber-Karte in einen Rechner übertragen. Die abgeschätzte Auflösung bei der Untersuchung magnetischer Strukturen betrug $2\ \mu\text{m}$. Zur Erzeugung des Magnetfeldes wurde eine Spule mit einem 40 mm langen Zylinderkern aus Weich-eisen (Durchmesser 10 mm) verwendet. Die Proben wurden direkt auf den Weich-eisenzylinder gelegt. Mit Hilfe einer Hall-Sonde konnte nachgewiesen werden, daß die Variation des Magnetfeldes im zentralen Bereich der Zylinderoberfläche auf einer Distanz von 3 mm weniger als 10% betrug, so daß also über die jeweils mikroskopierte Fläche (ca. $1 \times 1\ \text{mm}^2$) von einem homogenen senkrechten Magnetfeld ausgegangen werden konnte. Als Stromquelle des Magneten wurde das Modell 228A der Firma Keithley verwendet, mit welchem Strompulse von maximal 10 A mit einer minimalen Pulsdauer von 10 msec erzeugt werden konnten. Die so maximal erreichbare Feldstärke betrug $\mu_0 H = 0.075\ \text{T}$.

3.1.2 Bildaufnahme und Bildverarbeitung

Zur Vorbereitung der Kerr-Aufnahmen werden die Filme in einem nicht-gesättigten magnetischen Zustand eingebaut, d.h. es existierte idealerweise bereits ein Domänenmuster. Nach der Scharfstellung des Bildes im Phasenkontrast wird der Phasenschieber entfernt, die Lichtintensität auf Maximum eingestellt und der Analysator in eine Winkelposition für maximalen Bildkontrast und hinreichende Bildhelligkeit nahe der Auslöschungsposition gedreht. Hierbei muß beachtet werden, daß die verwendete CCD-Kamera eine automatische Intensitätsoptimierung besitzt, d.h. der Schwellenwert für die Helligkeitsverstärkung wird je nach ankommender Intensität nachgeregelt. Befindet sich der Analysator zu nahe an der Auslöschungsposition, so ist die Bildverstärkung der Kamera groß und das Bild ist sehr rauschbehaftet. Wird hingegen der Analysator zu weit aus der Auslöschung verdreht, so ist die Bildhelligkeit sehr groß und der Domänenkontrast verschwindet. Die optimale Stellung wird letztlich durch Augenmaß bestimmt.

Ein typisches Domänenbild einer Pt(3 nm)/Co(0.9 nm)/Pt(1.8 nm)-Dreifachschicht ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Die Auflösung der Bilder beträgt 784×554 Punkte bei einer Farbtiefe von 8 Bit, d.h. sie besitzen maximal 256 Graustufen.

3.1 VISUALISIERUNG MAGNETISCHER DOMÄNEN

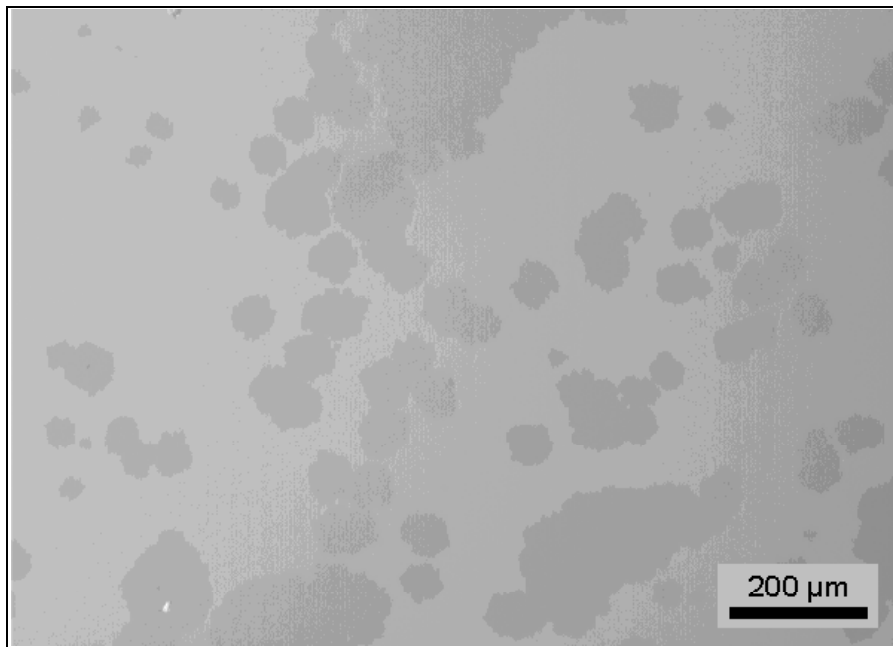


Abbildung 3.2: Im Polarisationsmodus aufgenommenes Graustufenbild der magnetischen Domänenstruktur einer Pt(3 nm)/Co(0.9 nm)/Pt(1.8 nm)-Dreifachschicht.

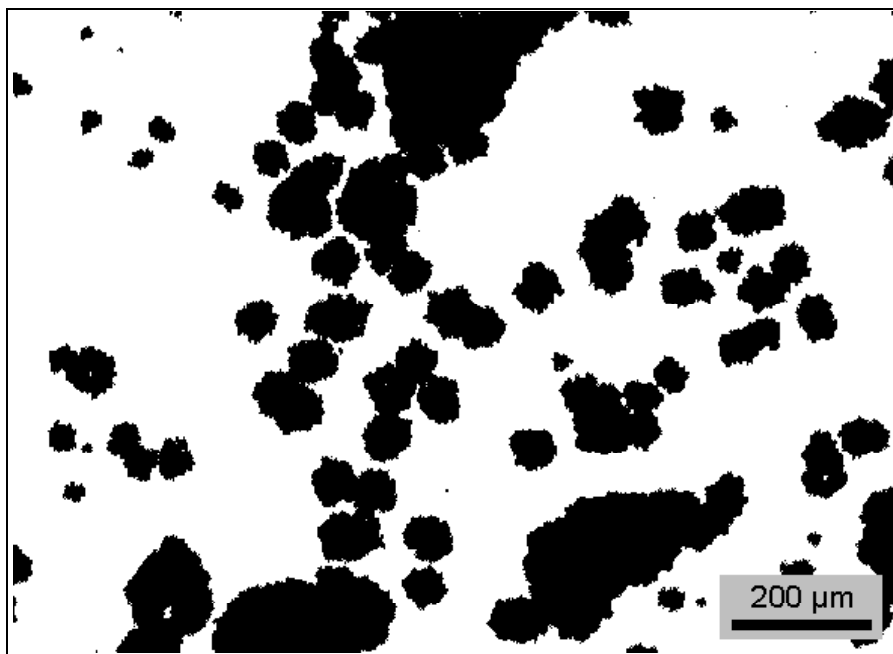


Abbildung 3.3: Kontrastdarstellung des obigen Graustufenbildes, welche durch nachträgliches Normieren auf ein Referenzbild und Setzen eines Schwellenwertes erzeugt wurde.

Der maximale erreichbare Farbkontrast zwischen den abgebildeten magnetischen Domänen beträgt im allgemeinen etwa 8 Graustufen. Allerdings ist deutlich zu erkennen, daß die Ausleuchtung des Blickfeldes und somit auch der Bildkontrast nicht homogen sind. Um dieses Problem zu lösen, müssen alle Aufnahmen auf ein Referenzbild des gleichen Blickfeldes normiert werden, welches im magnetisch gesättigten Zustand aufgenommen wird. Im Gegensatz zur üblichen Vorgehensweise, bei welcher das aktuelle Bild schon während der Aufnahme elektronisch auf ein Referenzbild normiert wird [Hub93b], wurden im Rahmen dieser Arbeit die Bilder per Software nachbearbeitet. Bei dem hier angewendeten Verfahren wird der Grauwert der einzelnen Punkte im aktuellen Bild durch den Grauwert der entsprechenden Punkte des Referenzbildes geteilt und mit 230 multipliziert. Das aus den Ergebnisgrauwerten zusammengesetzte normierte Bild besitzt nun einen einheitlichen, wenn auch schwachen Kontrast. Um die magnetischen Domänen eindeutig abzubilden, wird der Grauwertkontrast der normierten Bilder in einen schwarz-weiß Kontrast umgewandelt, wobei der Schwellenwert für die Grauwertzuordnung von Fall zu Fall optimiert werden muß. Das zur Abbildung 3.2 korrespondierende Schwarz-Weiß-Bild ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

3.2 Domänen im äußeren Feld

In Kapitel 2.4.2 konnte bereits aus den integralen Magnetisierungshysteresen nachgewiesen werden, daß die Ummagnetisierung in Co/Pt-Heterostrukturen aus dem gesättigten Zustand durch die Nukleation magnetischer Up-Domänen erfolgt, an welche sich die Domänenwandbewegung anschließt. Es wurde weiterhin gezeigt, daß es sich hierbei im wesentlichen um zwei entkoppelte Prozesse handelt, welche durch geeignete Wahl des magnetischen Ausgangszustandes getrennt voneinander untersucht werden können. Im Rahmen der Kerr-mikroskopischen Analysen wurde deshalb analog zu den irreversiblen integralen Kerr-Messungen verfahren: Um die Domänennukleation zu untersuchen, wurden die Proben zunächst in Sättigung gebracht und darauf der Nukleationsprozeß durch Anlegen eines umgekehrten äußeren Magnetfeldes initiiert. Bei den Untersuchungen zur Domänenwandbewegung wurde von einem existierenden Domänenmuster ausgehend die

Propagation der Domänenwände durch den Film unter dem Einfluß eines 'treibenden' äußeren Magnetfeldes verfolgt. Die experimentellen Beobachtungen zu den beiden Ummagnetisierungsprozessen werden in den folgenden zwei Abschnitten beschrieben.

3.2.1 Nukleation

Die in Kapitel 2.4.2 vorgestellten integralen Kerr-Messungen zeigten anhand der irreversiblen Suszeptibilität, daß der Nukleationsprozeß in Co/Pt-Heterostrukturen eine deutliche Feldabhängigkeit aufweist. Allerdings war es im Rahmen dieser Messungen nicht möglich, quantitative Aussagen über die Dichte der Nukleationszentren und deren Abhängigkeit vom Magnetfeld zu treffen. Ziel der Kerr-mikroskopischen Untersuchungen war es deshalb, durch die Visualisierung des Nukleationsprozesses am Beispiel einer Pt/Co/Pt-Heterostruktur einen Zusammenhang zwischen der Nukleationsrate und dem äußeren Feld herzustellen.

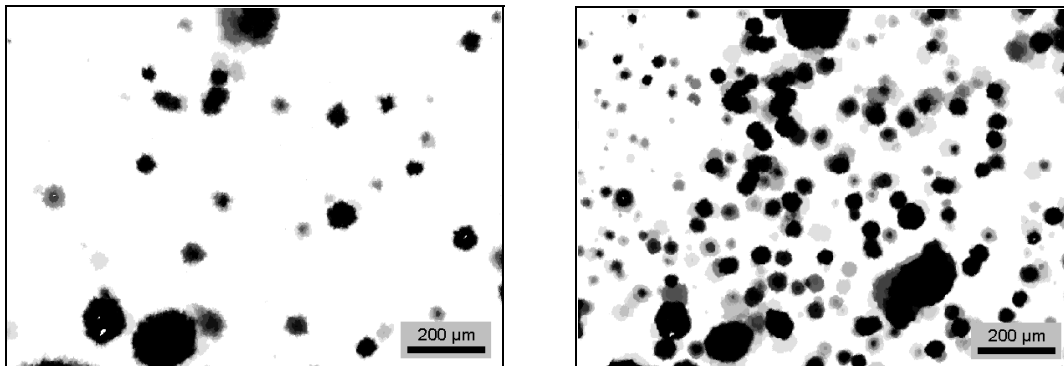


Abbildung 3.4: Nukleation von up-Domänen in einer Pt(3 nm)/Co(0.9 nm)/Pt(1.8 nm)-Dreifachschicht unter dem Einfluß eines äußeren Magnetfeldes von (a) $\mu_0 H = 0.030$ T bzw. (b) von $\mu_0 H = 0.053$ T. Jedes der Teilbilder ist aus 10 Aufnahmen identischer Nukleationsprozeduren zusammengesetzt, wobei jede einzelne Aufnahme ein Zehntel zum gesamten Grauwert beiträgt.

In den Abbildungen 3.4a und b sind die Domänenstrukturen einer Pt(3 nm)/Co(0.9 nm)/Pt(1.8 nm)-Dreifachschicht für zwei unterschiedliche Nukleationsfelder dargestellt. Beide Bilder sind jeweils aus der Überlagerung von zehn Aufnahmen zusammengesetzt, wobei die Grauwerte einer einzelnen Aufnahme ein Zehntel zum gesamten Bild beitragen. Alle zehn Einzelaufnahmen wurden nach identischen Magnetisierungsverläufen angefertigt. Im Falle des Teilbildes (a) wurde die

3. MAGNETISCHE DOMÄNEN IN Pt/Co/Pt-DREIFACHSCHICHTEN

Probe zunächst in Sättigung gebracht durch Anlegen eines negativen Magnetfeldes von -0.06 T für eine Dauer von einer Sekunde. Im darauffolgenden Schritt wurde ein positives Feld von 0.03 T für die Dauer von 50 Sekunden angelegt und danach ein Polarisationsbild aufgenommen. Das Teilbild (b) zeigt das überlagerte Ergebnis von zehn Magnetisierungsverläufen an der gleichen Probe, wobei hier ein positives Feld von 0.053 T jeweils für 0.011 Sekunden angelegt wurde¹. In den Aufnahmen wurde der Kontrast so gewählt, daß die neu nukleierten Up-Domänen, deren Magnetisierungsrichtung parallel zum angelegten Nukleationsfeld liegt, dunkel erscheinen und der weiße Hintergrund dem noch nicht ummagnetisierten Rest des Films entspricht.

Die Bilder zeigen eine sehr inhomogene laterale Verteilung der nukleierten Domänen. Die schwarz erscheinenden Bereiche stellen sogenannte *harte Nukleationszentren* dar, an welchen die Nukleation in jedem Falle auftritt. Die Ursache der harten Zentren liegt im allgemeinen in strukturellen Defekten der magnetischen Schicht, welche entweder durch die Morphologie der Substratoberfläche induziert sind (z.B. Stufenkanten) oder durch das Filmwachstum selbst entstehen (kristalline Versetzungen, Korngrenzen). Diese Störungen des magnetischen Systems führen zu einer lokalen Verringerung der Austauschenergie und somit zur Herabsetzung der lokalen Koerzitivität. Neben diesen harten Zentren gibt es jedoch auch Bereiche, in denen eine Domänennukleation nur selten und eher zufällig erfolgt, und welche deshalb in den überlagerten Bildern grau erscheinen. Diese *weichen Nukleationszentren* sind nicht an Kristalldefekte gekoppelt und sind Ausdruck der Ummagnetisierung des ungestörten Systems.

Der Vergleich der beiden Teilbilder (a) und (b) zeigt, daß bei gleicher mittlerer Ausdehnung die Dichte der neu nukleierten Domänen rapide mit dem äußeren Magnetfeld ansteigt. Außerdem fällt auf, daß die Dichte der 'weichen' Nukleationen deutlich größer ist im Falle hoher Magnetfelder. Um diese Beobachtungen zu quantifizieren, wurde in einer Versuchsreihe die *Nukleationsrate* in Abhängigkeit von der Größe des äußeren Magnetfeldes untersucht (Abbildung 3.5). Für kleine Felder zeigt sich ein exponentielles Ansteigen der Nukleationsrate mit dem äußeren Feld. Dieses Verhalten ist konsistent mit einem thermisch aktivierten

¹Die Zeitdauern der jeweils angelegten Nukleationsfelder sind so gewählt, daß die Ausdehnungen sich entsprechender Domänen in etwa gleich sind.

Nukleationsprozeß wie er bereits in Au/Co/Au-Heterostrukturen mit senkrechter Anisotropie nachgewiesen werden konnte [Kir97]:

$$\dot{n} = \dot{n}_0 \cdot \exp - \left(\frac{E_n - 2\mu_0 M_s V_n H}{k_B T} \right) = \dot{n}_0 \cdot \exp \left[\frac{2\mu_0 M_s V_n}{k_B T} (H - H_n) \right] \quad (3.1)$$

Hierbei ist E_n die Nukleationsenergie, V_n das Aktivierungsvolumen und $H_n = E_n/2M_s V_n$ das Nukleationsfeld. Die Tatsache, daß die logarithmisch aufgetragene Meßkurve für kleine Magnetfelder nahezu keine Krümmung zeigt, deutet darauf hin, daß die Nukleation in Bereichen *gleichen Volumens* stattfindet [Kir97]. Dieses Aktivierungsvolumen V_n der Domänennukleation läßt sich bei gegebener Temperatur und Sättigungsmagnetisierung aus der Geradensteigung der einfach-logarithmischen Auftragung $d\dot{n}/dH$ ermitteln. Im vorliegenden Fall ($T = 300$ K, $\mu_0 M_s^{\text{Co}} = 1.79$ T) erhält man für V_n einen Wert von $3.6 \cdot 10^{-7} \mu\text{m}^3$. Bei einer Dicke des magnetischen Films von 0.6 nm entspricht dieses Aktivierungsvolumen einem lateralen Bereich von 25×25 nm. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den Aktivierungsvolumina, welche in Au/Co/Au-Heterostrukturen gefundenen wurden [Kir97].

Im Bereich hoher Magnetfelder geht das System in ein anderes Regime über

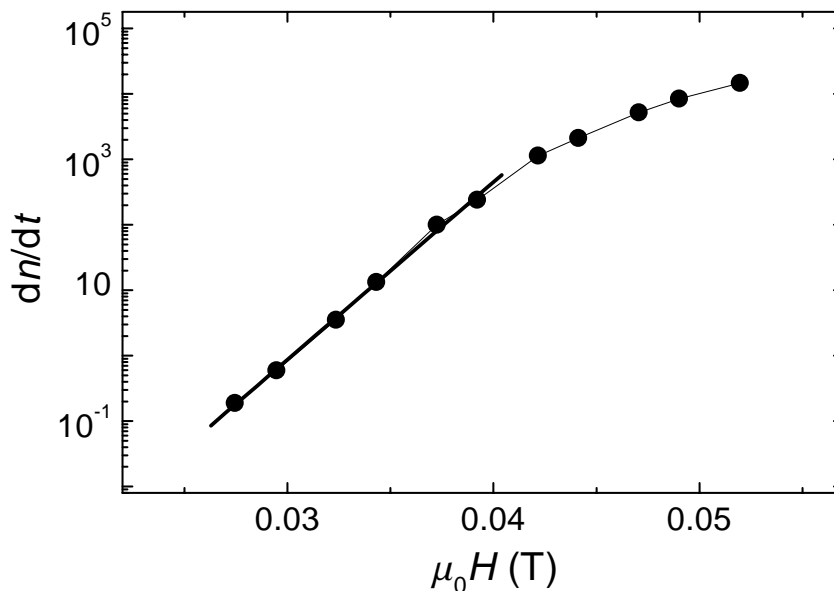


Abbildung 3.5: Nukleationsrate \dot{n} in Abhängigkeit des äußeren magnetischen Feldes H .

und die Nukleationsrate weicht deutlich vom exponentiellen Verhalten ab. Diese Abflachung der Meßkurve kann durch eine kontinuierliche Abnahme des Aktivierungsvolumens oberhalb eines kritischen Feldwertes von 0.042 T erklärt werden. Anschaulich bedeutet dies, daß im Hochfeldregime mit steigendem Magnetfeld in zunehmendem Maße kleinere magnetische Bereiche zur Nukleation beitragen, welche bei kleinen Feldern aufgrund ihrer höheren Koerzitivität nicht ummagnetisiert werden konnten.

3.2.2 Domänenwandpropagation

Wie bereits in Kapitel 2.4.2 erläutert, werden Domänenwände unter dem Einfluß eines äußeren Magnetfeldes aus ihren Gleichgewichtspositionen herausbewegt, so daß sich die Flächenverteilung des Domänenmusters zugunsten der up-Domänen verändert. Im vorliegenden Falle großer Abstände zwischen den Domänen, d.h. eines geringen Streufeldbeitrages, wirken der Domänenwandbewegung nur die Pinningkräfte der im Film enthaltenen Unordnung und – im Falle wachsender Domänen – die steigende Domänenwandenergie entgegen. Das Auftreten des Pinning liegt darin begründet, daß die Austauschwechselwirkung an der Position einer Defektstruktur abgesenkt ist und somit die Wandenergie minimiert werden kann, indem sich die Domänenwand an der Defektstruktur befindet. Ohne äußeres Magnetfeld werden die Domänenwände entlang der im Film vorhandenen Pinningzentren festgehalten und die Domänenkonfiguration bleibt quasi-stabil². Werden die Pinningenergien im Falle eines von außen angelegten Magnetfeldes durch die Zeeman-Wechselwirkung übertroffen, so bewegen sich die Domänenwände für die Dauer der Feldeinwirkung lokal aus ihren verankerten Positionen heraus. Die Art der daraus resultierenden Domänenwandbewegung, d.h. ob es sich z.B. um ein Kriechverhalten oder einen Fließverhalten handelt, hängt von der Beschaffenheit der Unordnung im Film ab und ändert sich stark mit der Größe des äußeren Feldes. Für einfache Schichtstrukturen mit ultradünnen Co-Lagen werden im allgemeinen unterschiedliche Regime der Wandbewegung in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes beobachtet [Kir93,Kir97,Now97a,Now97b,Tar98].

²Durch thermisch aktivierte Prozesse treten Domänenwandsprünge auf einer logarithmischen Zeitskala auf.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Feldabhängigkeit der Domänenwandgeschwindigkeit in Pt/Co/Pt- Trilagen anhand Kerr-mikroskopischer Aufnahmen untersucht. Um zu Beginn der Messung ein Domänenmuster zu erzeugen, wurde in der gesättigten Probe ein Nukleationsvorgang durch Anlegen eines Magnetfeldes $H_i > H_N$ für eine kurze Zeitdauer erzeugt. Der Wert des angelegten Magnetfeldes H_i und die Dauer des Anlegens wurde hierbei an die jeweils untersuchte Probe angepaßt und aus Gründen der Reproduzierbarkeit für alle folgenden Messungen der Versuchsreihe beibehalten.

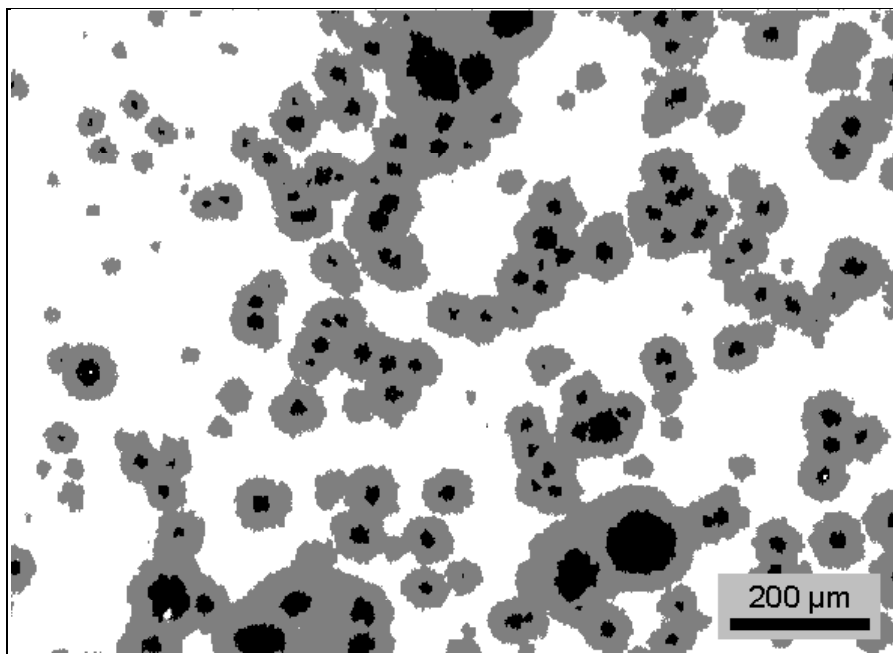


Abbildung 3.6: Ausbreitung magnetischer Domänen unter dem Einfluß eines äußeren Magnetfeldes.

Nach dem einheitlich durchgeführten Nukleationsvorgang wurden die magnetischen Domänenwände durch das Anlegen eines Magnetfeldpulses definierter Zeitdauer um gewisse Strecken von ihren Ursprungspositionen ausgelenkt. Durch den Vergleich der Kerr-mikroskopischen Aufnahmen vor und nach dem Magnetfeldpuls kann die mittlere zurückgelegte Strecke und somit die mittlere Geschwindigkeit der Domänenwandpropagation für das jeweilige Magnetfeld ermittelt werden. In Abbildung 3.6 ist eine Überlagerung der Domänenmuster vor und nach der Propagation dargestellt. Die schwarzen Bereiche sind die nuklei-

3. MAGNETISCHE DOMÄNEN IN Pt/Co/Pt-DREIFACHSCHICHTEN

erten Up-Domänen, welche durch das Anlegen eines Feldes $\mu_0 H_i = 0.040 \text{ T}$ für 0.2 Sekunden erzeugt wurden. Danach wurde die Probe für 0.04 Sekunden einem treibenden Feld von 0.050 T ausgesetzt und ein weiteres Kerr-Bild aufgenommen. Die in der Zeitspanne des Magnetpulses von den Domänenwänden überstrichene Fläche erscheint im überlagerten Bild grau. Es zeigt sich, daß die von den Domänenwänden zurückgelegte Distanz trotz der stark inhomogenen Verteilung der Nukleationszentren relativ einheitlich ist. Diese Beobachtung rechtfertigt bereits, aus der Zeitentwicklung einer einzelnen Domäne Rückschlüsse auf die Domänenwandbewegung im gesamten Blickfeld des Mikroskops zu ziehen.

Durch die sukzessive Durchführung identischer Propagationsvorgänge mit anschließender Aufnahme eines Kerr-Bildes läßt sich ein diskretisiertes Abbild der Zeitentwicklung einer Domänenfront erhalten (Abbildung 3.7). Die Grenzflächen der Domänen zeigen im allgemeinen eine stark aufgeraute fraktale Struktur, wobei das Maß der Aufrauung von der Höhe des treibenden Magnetfeldes abhängt. Die Ursache für die rauhe Form der Domänenwände liegt in der breiten Verteilung der Pinningkräfte im Film, welche zu einer lokal unterschiedlich star-

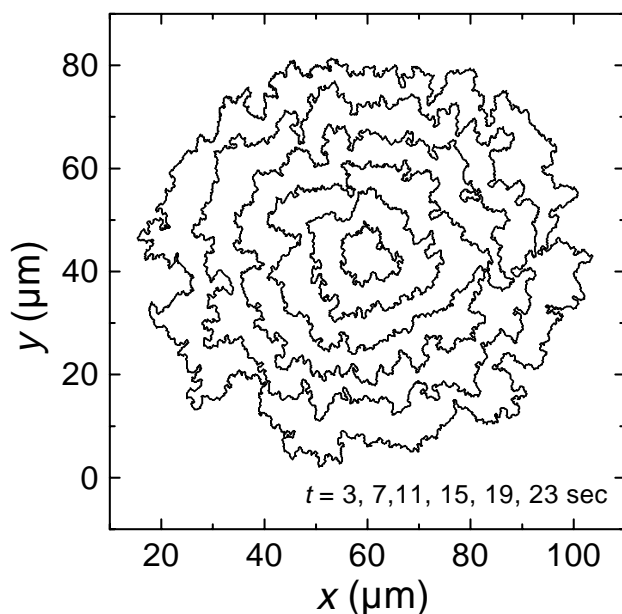


Abbildung 3.7: Zeitentwicklung einer magnetischen Domäne in einer Pt(3 nm)/Co(0.9 nm)/Pt(1.8 nm)- Dreifachschicht bei einem äußeren Feld $\mu_0 H = 0.033 \text{ T}$.

ken Verankerung der Domänenwände führt. Trotz dieser deutlichen Aufrauung an der Grenzfläche breiten sich die magnetischen Domänen in der vorliegenden Probe im Mittel kreisförmig aus. Es kann also die mittlere von der Domänenfront zurückgelegte Strecke zum Zeitpunkt t aus dem mittleren Radius $\bar{R}(t)$ der Domäne bestimmt werden. Für den gesamten experimentell zugänglichen Feldbereich zeigt sich, daß die Zunahme von \bar{R} zeitlich linear verläuft, so daß die mittlere Domänenwandgeschwindigkeit v mit großer Genauigkeit aus der Steigung der $\bar{R}(t)$ -Kurve extrahiert werden konnte (Abbildung 3.8).

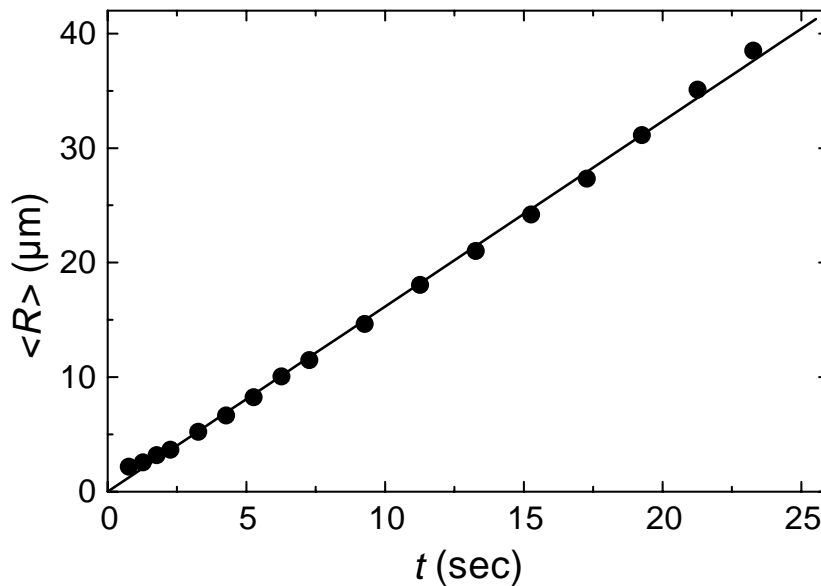


Abbildung 3.8: Zeitentwicklung des mittleren Radius \bar{R} der in Abbildung 3.7 dargestellten kreisförmigen Domänenwände. Für diese einzelne Domäne ergibt sich somit bei einem Feld $\mu_0 H = 0.033 \text{ T}$ eine mittlere Wandgeschwindigkeit von $1.6 \mu\text{m}/\text{sec}$.

Im Rahmen einer Versuchsreihe wurde nun die Domänenwandgeschwindigkeit v in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld H in der oben vorgestellten Probe bestimmt. Der untersuchte Magnetfeldbereich war hierbei vor allem durch die experimentell zugänglichen Zeitskalen bestimmt: Die extrem langsame Domänenwandpropagation bei niedrigen Magnetfeldern bedingte zwischen den Kerr-Bildern eine sehr lange Wartezeit, welche aus praktischen Gründen auf 600 Sekunden begrenzt wurde. In dieser Zeitspanne war die Domänenwandbewegung in einem Feld von

3. MAGNETISCHE DOMÄNEN IN Pt/Co/Pt-DREIFACHSCHICHTEN

0.027 T gerade noch detektierbar. Im entgegengesetzten Grenzfall hoher Magnetfelder war die Zeitskala durch die minimale Pulsdauer der Magnetstromquelle von 10 ms begrenzt. Bei einem Feld von 0.052 T legten die Domänenwände in dieser Zeitspanne eine Strecke beinahe bis zur benachbarten Domäne zurück. Der untersuchte Geschwindigkeitsbereich für Felder zwischen 0.027 T und 0.052 T umfaßte somit fast sechs Dekaden (siehe Abbildung 3.9).

Die Domänenwandgeschwindigkeit $v(H)$ zeigt eine nahezu exponentielle Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld. Als erster Ansatz zur Beschreibung der Feldabhängigkeit wurde ein zum Nukleationsprozeß analoger Ansatz einer thermisch aktivierten Domänenwandpropagation gewählt [Kir93,Kir97]:

$$v(H) = v_0 \cdot \exp \left[\frac{2\mu_0 M_s V_p}{k_B T} (H - H_p) \right] \quad (3.2)$$

wobei in diesem Falle V_p das Propagationsvolumen und H_p das Propagationsfeld ist. Im Gegensatz zur Nukleationsrate ist hier jedoch über den gesamten Magnetfeldbereich eine deutliche Krümmung der Meßkurve in einfach-logarithmischer Darstellung zu erkennen. Diese Beobachtung zeigt, daß das obige Modell den

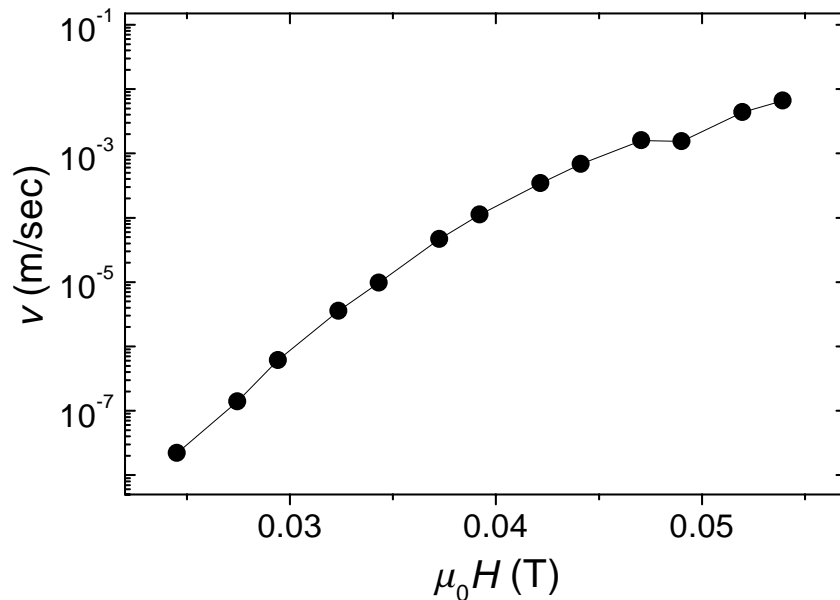


Abbildung 3.9: Domänenwandgeschwindigkeit v einer Pt(3 nm)/Co(0.9 nm)/Pt(1.8 nm)-Dreifachschicht in Abhängigkeit des äußeren magnetischen Feldes H .

Propagationsprozeß nicht hinreichend beschreibt. Auch eine Aufteilung in unterschiedliche Magnetfeld-Regimes ist nicht zu erkennen. Um die Kurve im Rahmen des obigen Ansatzes beschreiben zu können, müßte ein über den gesamten Feldbereich feldabhängiges Propagationsvolumen angenommen werden. Anschaulich bedeutet dies, daß die jeweils charakteristische Längenskala der Domänenwandauslenkung sich kontinuierlich mit der Größe des treibenden Feldes verändert. Prozesse dieser Art, welche in universeller Weise von der jeweils betrachteten Längenskala abhängen, werden im allgemeinen durch skalentheoretische Ansätze beschrieben (siehe auch Kapitel 1.4.2). Eine solche Behandlung der Domänenwandpropagation im Rahmen einer dynamischen Skalierung wird explizit in Kapitel 4 durchgeführt.

3.3 Anisotrope Domänenformen

3.3.1 Experimentelle Beobachtungen

In den oben vorgestellten Proben zeigten die magnetischen Domänen eine isotrope Ausbreitung, d.h. die begrenzende Domänenform war im wesentlichen kreisförmig. Diese kreisrunde Domänenform wird in allen in der Literatur vorgestellten Untersuchungen an ultradünnen Pt/Co/Pt- Heterostrukturen bzw. CoPt-Legierungen übereinstimmend beobachtet [Now97a,Now97b,Jos98,Lem98]. Im Gegensatz hierzu zeigen einige Proben, welche im Rahmen dieser Arbeit auf nachpolierten MgO (111)- Substraten mit einer Oberflächenfehlorientierung präpariert wurden, völlig abweichende Domänenformen. Abbildung 3.10 zeigt das Domänenbild einer solchen Pt(3.22 nm)/Co(0.6 nm)/Pt(2.02 nm)-Dreifachschicht. Diesem Polarisationsbild ist die Aufnahme der Filmoberfläche überlagert, welche im Phasenkontrastmodus aufgenommen und bereits in Abbildung 1.1 präsentiert wurde. Es fällt auf, daß die magnetischen Domänen eine langezogene, ellipsoidale Form besitzen, wobei die Ausrichtung der langen Halbachsen von der Substratfacette abhängt, auf der die Domäne nukleiert ist. Die Ellipsenform der Domänen legt nahe, daß für die Domänenwände zwei senkrecht zueinander orientierte Propagationsrichtungen mit unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten existieren, welche wiederum an die Symmetrierichtungen der jeweiligen Substratfacette ge-

3. MAGNETISCHE DOMÄNEN IN Pt/Co/Pt-DREIFACHSCHICHTEN

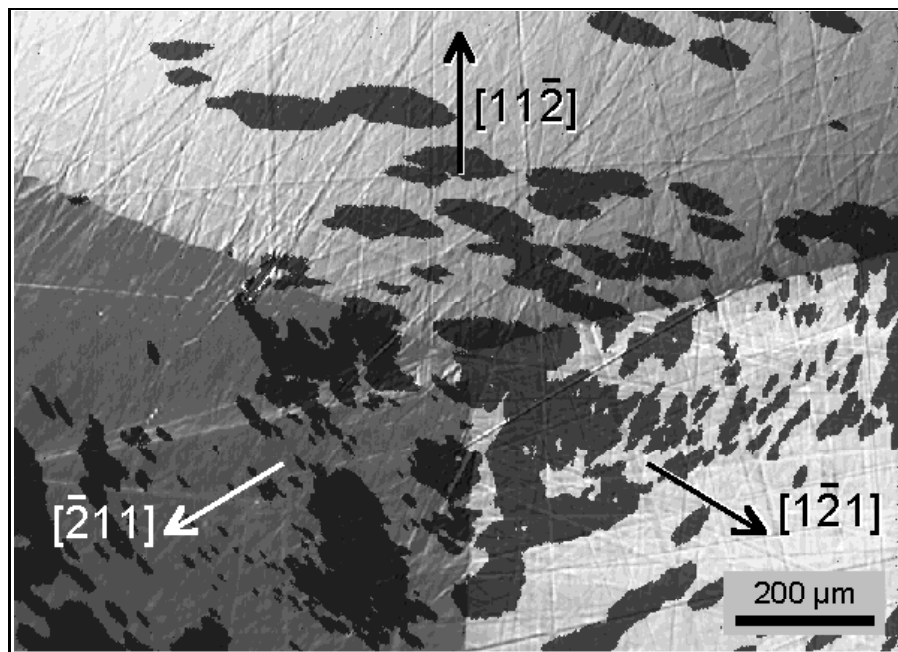


Abbildung 3.10: Anisotrope Domänenformen in einer Pt(3.22 nm)/Co(0.6 nm)/Pt(2.02 nm)-Dreifachschicht. Die Abbildung ist eine Überlagerung der im Phasenkontrast aufgenommenen Oberflächenstruktur des Films und der im Polarisationsmodus aufgenommenen magnetischen Domänenstrukturen. Die Pfeile deuten die $\langle 11\bar{2} \rangle$ -Richtungen des MgO-Substrates an.

koppelt sind. Wie bereits in Abschnitt 1.1.2 erläutert, handelt es sich bei den drei hier erkennbaren Substratfacetten um vicinale (111)-Oberflächen, bei welchen die Richtungen der maximalen Oberflächenverkipfung entlang der $\langle 11\bar{2} \rangle$ -Richtungen des MgO orientiert sind. Im vorliegenden Fall erfolgt die Domänenwandbewegung wesentlich langsamer entlang der Verkipprungsrichtung der Facette als senkrecht dazu.

Um diesen anisotropen Propagationsprozeß genauer zu untersuchen, wurde an einer weiteren Pt(3 nm)/Co(0.3 nm)/Pt(1.2 nm)-Dreifachschicht die Zeitentwicklung der magnetischen Domänen auf einer einzelnen Substratfacette mit Hilfe von aufeinanderfolgenden Kerr-Aufnahmen visualisiert. Abbildung 3.11 zeigt ein überlagertes Bild von fünf aufeinanderfolgenden Propagationsschritten, welche jeweils durch das Anlegen eines 0.25 Sekunden langen 0.075 T starken Magnetfeldpulses erzielt wurden. Von harten Nukleationszentren ausgehend breiten sich die Domänenwände vorwiegend entlang der $[\bar{2}11]$ - bzw. der $[1\bar{2}1]$ -Richtungen des MgO aus, welche jeweils um 120° verdreht zur Verkipprungsrichtung $[11\bar{2}]$ der

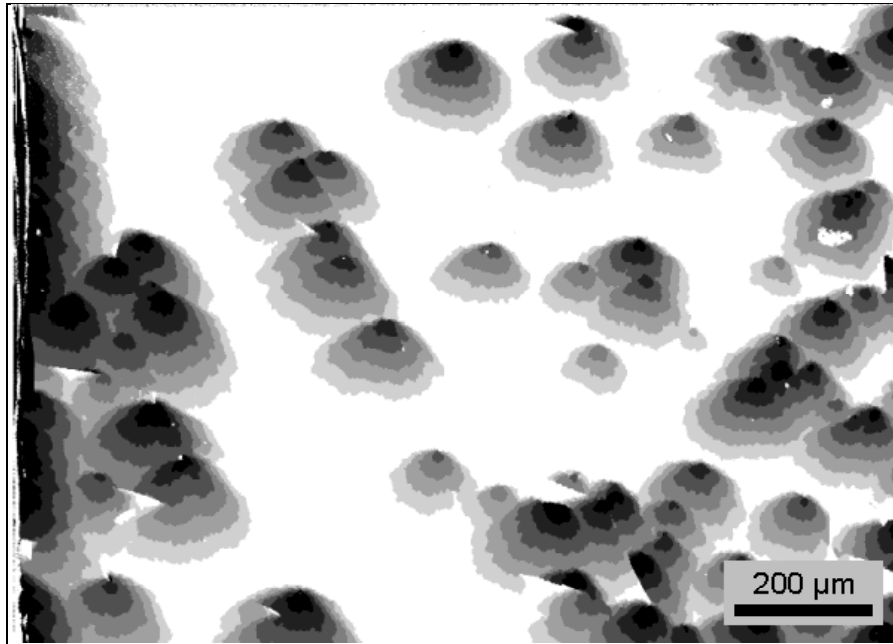


Abbildung 3.11: Zeitentwicklung anisotroper Domänen in einer Pt(3 nm)/Co(0.3 nm)/Pt(1.2 nm)- Dreifachschicht. Das Bild setzt sich aus einer Überlagerung von fünf im Abstand von 0.25 Sekunden aufgenommenen Domänenbildern zusammen.

Substratoberfläche liegen (vgl. Abbildung 3.10). Die Wandbewegung vom Nukleationszentrum aus in Richtung der Substratverkipfung ist nahezu vollständig unterdrückt. Als Folge dieser anisotropen Domänenwandpropagation zeigen die Domänen eine über die gesamte Facette einheitliche Gestalt in Form eines gerundeten gleichschenkligen Dreiecks.

Die Kopplung der leichten Ausbreitungsrichtungen an die Kristallrichtungen des MgO weist auf einen direkten Zusammenhang zwischen der Mikrostruktur des Substrates und der Domänenwandpropagation hin. Im folgenden Abschnitt wird ein mikroskopischer Mechanismus vorgeschlagen, welcher die anisotrope Propagation der magnetischen Domänenwände in Pt/Co/Pt- Heterostrukturen auf vicinalen MgO (111)-Substraten erklärt.

3.3.2 Mikroskopischer Mechanismus der anisotropen Domänenwandpropagation

Die oben vorgestellten anisotropen Domänenformen werden ausschließlich für solche Proben beobachtet, bei welchen die Substrate nachbehandelt sind und deren Oberfläche die in Abbildung 3.10 gezeigte typische Facettierung mit einer jeweiligen Oberflächenfehlorientierung größer als 1° aufweisen. Desweiteren tritt die charakteristische Dreiecksform der Domänen nur in Trilayern mit $t_{\text{Co}} < 0.6 \text{ nm}$ (drei Monolagen) auf. Diese Beobachtungen legen nahe, daß die anisotrope Domänenwandbewegung im direkten Zusammenhang zur Morphologie der Substratoberfläche und deren Auswirkung auf das Wachstum der ultradünnen Co-Schicht steht.

Im vorliegenden Fall wurden die Heterostrukturen auf MgO (111)-Substrate abgeschieden, deren Substratoberflächen eine Fehlorientierung relativ zur (111)-Ebene von 0.5° bis 1.5° aufweisen. Eine Fehlorientierung der Oberfläche eines Kristalls relativ zu einer niedrig indizierten Gitterebene hat eine Ausbildung von Terrassen zur Folge, welche durch Stufenkanten voneinander getrennt sind. Die Höhe der Stufenkanten kann einen oder mehrere Gitterabstände des Substrates umfassen. Im Falle mehratomiger Stufenkanten spricht man vom sogenannten *step-bunching*. Die mittlere Breite der Terrassen und somit die Dichte der Stufenkanten ist durch die Größe der Oberflächenfehlorientierung gegeben. Die genaue Form der Stufenkanten hängt von der jeweiligen Kristallsymmetrie ab und ist außerdem sehr empfindlich auf die Bedingungen, unter denen die Oberfläche erzeugt wird. Wie bereits in Abschnitt 1.1.2 erläutert, sind MgO (111)-Oberflächen aufgrund der Spalteigenschaften des MgO im allgemeinen in (100)-Flächen facettiert, wobei die Abmaße der Facetten über mehrere Größenordnungen variieren können. Die in Abbildung 1.2 dargestellte Geometrie dieser Facettierung legt nahe, daß die Stufenkanten einer vicinalen MgO (111)-Oberfläche einen meanderförmigen Verlauf entlang der $\langle 11\bar{2} \rangle$ -Richtungen besitzt.

Aufgrund der hohen kristallinen Kohärenz und Glattheit der Pt-Pufferschichten wird im folgenden angenommen, daß im Falle von Stufenkanten die mesoskopische Mikrostruktur der Substratoberfläche vom Pt-Epilayer repliziert wird. Die Art des Wachstums der auf dem Pt-Puffer abgeschiedenen Co-Lagen ist nun

entscheidend für die magnetischen Eigenschaften der Filme. Hierbei spielen die von der Pt-Pufferschicht abgebildeten Stufenkanten eine bedeutende Rolle.

Die Existenz von Stufenkanten an einer Oberfläche wirkt sich im allgemeinen drastisch auf die Oberflächendiffusion von adsorbierten Fremdatomen aus. Dieses liegt unter anderem darin begründet, daß die Periodizität des Oberflächenpotentials einer ideal glatten Oberfläche durch die Anwesenheit von Stufenkanten unterbrochen ist. An der oberen Kante einer Terrasse kann das Oberflächenpotential überhöht sein und es bildet sich eine sogenannte Ehrlich-Schwoebel Barriere aus [Ehr66,Sch69]. Die Reflexion diffundierender Atome an dieser Potentialbarriere führt bei hinreichender Mobilität zu einem Nettofluß von Atomen hin zur Unterkante der benachbarten Terrasse. Für Bedeckungen im Monolagenbereich ist also eine Akkumulation von Adatomen in der Nähe der Terrassenunterkanten und eine Depletion hin zur Terrassenmitte zu beobachten [Elm94].

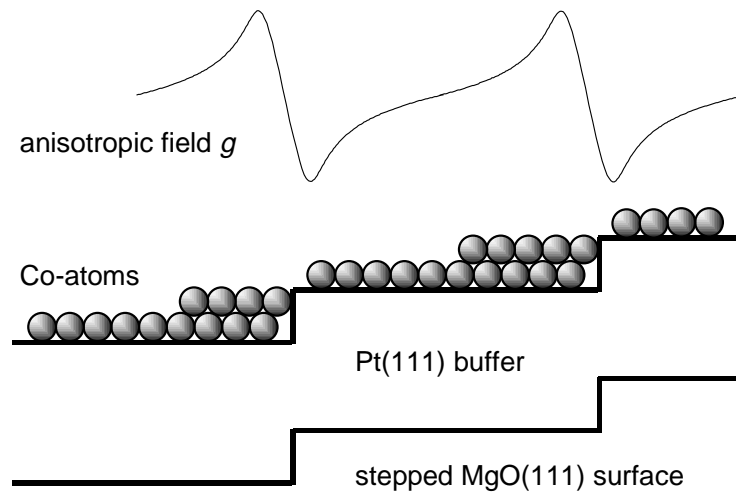


Abbildung 3.12: Wachstum von Co-Lagen auf einer gestuften Pt(111) Oberfläche (schematisch). Es wird angenommen, daß die Pt-Schicht die gestufte Struktur der vicinalen MgO(111)-Oberfläche repliziert. Die im oberen Teil des Bildes eingezeichnete Kurve zeigt den Verlauf des anisotropen Feldes $g(r)$, welches in den später vorgestellten numerischen Simulationen den Einfluß der variierenden Co-Bedeckung auf die Domänenwandbewegung repräsentiert.

Nach den oben angeführten Argumenten ist die Co-Bedeckung an den Unterkanten der Terrassen deutlich erhöht, wie schematisch in Abbildung 3.12 gezeigt. Es bildet sich somit ein Dickengradient der Co-Schicht auf jeder Terasse senkrecht

3. MAGNETISCHE DOMÄNEN IN Pt/Co/Pt-DREIFACHSCHICHTEN

zu den Stufenkanten aus. Gemäß der Formel (2.7) ist mit der Veränderung der Co-Dicke eine systematische Änderung der effektiven magnetischen Anisotropiekonstanten K_{eff} verbunden. Hiermit zeigt sich schließlich, daß die Existenz von Stufenkanten an der Substratoberfläche einen direkten Einfluß auf das magnetische System hat.

Wie bereits in Kapitel 2.1 beschrieben, ist K_{eff} in Co/Pt-Heterostrukturen mit Co-Lagen unter 1 nm Dicke positiv. Die Anisotropie dieser Schichten ist uniaxial, d.h. die Anisotropieenergie wächst mit dem Winkel, den die magnetischen Momente mit der Filmnormalen einnehmen. Die im Experiment beobachteten senkrecht magnetisierten Domänen sind durch Blochwände voneinander getrennt, in denen sich die Magnetisierung kontinuierlich von einer vertikalen Richtung zur entgegengesetzten Richtung um 180° dreht. Diese Drehung erfolgt um eine Achse senkrecht zur Domänenwand. Im Zentrum einer solchen Blochwand sind die magnetischen Momente parallel zur Filmebene ausgerichtet. Die Existenz einer Domänenwand kostet demnach Anisotropieenergie, und dieser Energieverlust ist umso größer, je größer K_{eff} , d.h. je dünner die magnetische Schicht ist. Eine Domänenwand wird sich also vor allem dort aufhalten, wo die Schichtdicke der magnetische Lage am größten ist. Der oben beschriebene Schichtdickengradient äußert sich folglich in einem Energiegradienten für die Domänenwände. Als Folge bewegen sich die Domänenwände entlang dieses Gradienten, d.h. senkrecht auf die Stufenkanten zu. Genau diese Domänenwandpropagation entgegengesetzt zur Richtung der Oberflächenfehlorientierung wird im Experiment beobachtet.

Um die dabei entstehende mesoskopische Dreiecksform der Domänen zu erklären, muß zusätzlich die laterale Ausrichtung der Stufenkanten berücksichtigt werden. Wie bereits erwähnt, nehmen die Stufenkanten einen meanderförmigen Verlauf entlang der $\langle\bar{2}11\rangle$ -Richtungen. Als Folge des Zusammentreffens von Stufenkanten unterschiedlicher Richtung treten zwei Eckformationen auf (Abbildung 3.13): In der Konfiguration (a) zeigen die Ecken in Richtung der Oberflächenfehlorientierung des Substrates, in der Konfiguration (b) sind sie entgegengesetzt dazu ausgerichtet. Nach der Nukleation an einer Eckkante ist die Ausbreitung einer Domäne aufgrund des erhöhten Pinnings in der Nähe der Stufenkanten zunächst auf eine einzelne Terrasse beschränkt (siehe Teilbilder a1 und b1). Die dabei auftretende längliche Domänenform bedingt eine starke Zunah-

me der Domänenwandlänge bzw. der Wandenergie, welche durch das 'Springen' der Domänenwand über die benachbarte Ecke und die weitere Propagation zur nächsten Stufenkante verringert werden kann. Im Falle der Konfiguration (a) wird die Bewegung zur nächsten Aufwärts-Stufe durch den Dickengradienten des C_o unterstützt, so daß eine charakteristische dreieckige Domänenform resultiert (Teilbild a2). Im Gegensatz dazu wirkt bei der Konfiguration (b) der C_o -Gradient einer weiteren Ausbreitung der Domänenwand zur nächsten Abwärts-Stufe entgegen, so daß die Domänenwand an der Stufenkante gepinnt bleibt (Teilbild b2). Zusammengenommen ergibt sich somit eine Netto-Ausbreitung der Domänen antiparallel zur Oberflächenfehlorientierung des Substrates in einer charakteristischen Dreiecksform.

Es ist anzumerken, daß die anisotrope Domänenwandpropagation nur bei Fil-

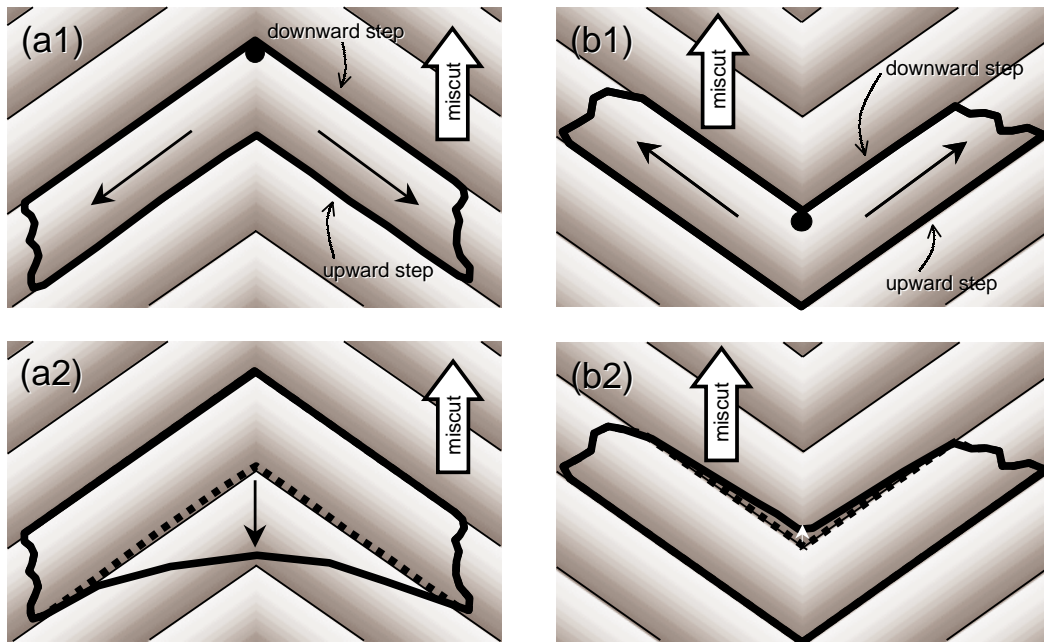


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung der Domänenwandbewegung für zwei Konfigurationen von $\langle 11\bar{2} \rangle$ -Stufenkanten. Der Dickengradient des C_o auf den einzelnen Terrassen ist durch den Verlauf der Graufärbung angedeutet. Für beide Konfigurationen breitet sich die Domäne zunächst auf einer Terrasse aus (Teilbilder (a1) und (b1)). Durch den Domänenwandsprung über die eingeschlossene Terrassenecke kann die Domänenwandenergie minimiert werden (Teilbilder (a2) und (b2)). In der (a)-Konfiguration wird dieser Vorgang durch den Dickengradienten des C_o unterstützt, in der Konfiguration (b) wirkt der Gradient dem Sprung entgegen.

3. MAGNETISCHE DOMÄNEN IN Pt/Co/Pt-DREIFACHSCHICHTEN

men mit einer Co-Dicke unter drei Monolagen beobachtet wird. Für höhere Co-Bedeckungen ist die Domänenwandbewegung isotrop und die Domänen haben ausschließlich kreisförmige Gestalt. Diese Beobachtung kann in Zusammenhang mit dem Wachstumsverhalten von Co auf Pt(111) gebracht werden. Im Rahmen von *in-situ* STM-Untersuchungen konnte nachgewiesen werden, daß Co auf Pt(111) bis zu einer Bedeckung von zwei Monolagen lagenförmiges Wachstum (*layer-by-layer growth*) zeigt [Gru94]. Ab der dritten Atomlage relaxieren die aufgrund der großen Gitterfehlpassung von 9.7% auftretenden Verspannungen im Co und das System geht über in eine dreidimensionale Wachstumsmode. Im Falle eines dreidimensionalen Inselwachstums wird die Stufenkantenstruktur der Pt-Unterlage allerdings maskiert und es bildet sich kein effektiver Dickengradient in der Co-Schicht. Dies erklärt, warum für Co-Dicken größer als 0.6 nm keine anisotrope Domänenwandpropagation beobachtet wird.

Anhand dieser Zusammenhänge wird also deutlich, daß die anisotrope Domänenwandbewegung nur dann auftreten kann, wenn die Stufenkantenstruktur des Substrates in hohem Maße von der Pt-Epilage und der Co-Schicht repliziert wird, d.h. die Schichten der Heterostruktur müssen eine sehr hohe kristalline Kohärenz aufweisen. Im Falle hoher Defektdichten, wie sie z.B. in polykristallinen Filmen oder auch Mosaikkristallen auftreten, wird die Oberflächenstruktur des Substrates nur in geringem Maße auf die magnetische Schicht übertragen, so daß das Ummagnetisierungsverhalten vor allem durch das Pinning an intrinsischen Kristalldefekten dominiert wird.

Die hier vorgestellte Erklärung der anisotropen Domänenwandpropagation basiert im wesentlichen auf qualitativen Argumenten. Im folgenden Abschnitt wird ein theoretisches Modell vorgestellt, welches die mikroskopische Wechselwirkung der Stufenkanten mit dem magnetischen System beschreibt und mit dessen Hilfe die Zeitentwicklung der anisotropen Domänen im äußeren Feld numerisch simuliert werden kann.

3.4 Ising-Modell mit Zufallsfeldunordnung

In dem hier vorgestellten Modell wird die senkrechte Magnetisierung in den ultradünnen Pt/Co/Pt-Schichten durch einen mesoskopischen skalaren Ordnungsparameter $\phi(\vec{r})$ beschrieben. Es wird angenommen, daß das System eine statische (eingefrorene) Unordnung enthält, welche als effektives, lokal variierendes Feld mit dem magnetischen System wechselwirkt. Der Ginzburg-Landau-artige Hamiltonian eines solchen Ising-artigen Systems mit eingefrorener Unordnung (engl.: RFIM = Random Field Ising Model) hat folgende Form [Hoh77]:

$$\mathcal{H} = \int d^3r \left(-\frac{a}{2}\phi(\vec{r}, t)^2 + \frac{b}{4}\phi(\vec{r}, t)^4 + \frac{J'}{2} [\nabla\phi(\vec{r}, t)]^2 - [H + B(\vec{r}) + G(\vec{r})] \phi(\vec{r}, t) \right) \quad (3.3)$$

Hierbei repräsentiert $J' > 0$ die ferromagnetische Kopplung der Spins. Der Ordnungsparameter wechselwirkt mit einem äußeren homogenen Magnetfeld H und einem statischen Zufallsfeld $B(\vec{r})$, welches die unkorrelierte eingefrorene Unordnung des Systems beinhaltet. Im Gegensatz zu anderen isotropen Behandlungen dieses Problems [Jos98] wird im Rahmen dieser Arbeit ein zusätzliches statisches Feld $G(\vec{r})$ eingeführt, welches den Einfluß der Stufenkanten auf den Ordnungsparameter beschreibt. Es wird angenommen, daß das System bei $T = 0$ eine Langevin-Dynamik besitzt, d.h. die zeitliche Entwicklung des Ordnungsparameters ist durch die Relaxationsgleichung

$$\gamma \frac{\partial\phi(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial\phi(\vec{r}, t)} \quad (3.4)$$

gegeben, wobei die Relaxationszeit proportional zu γ ist. Diese hier beschriebene Dynamik ist nur für $T = 0$ definiert, so daß es fraglich erscheint, ob dieser Ansatz auch auf magnetische Systeme bei endlicher Temperatur anwendbar ist. Anhand von Renormalisierungsgruppen Berechnungen konnte gezeigt werden, daß in diesem Modell thermische Fluktuationen keine Auswirkungen auf die Morphologie der Domänenwände haben [Maz85, Bra89]. Zur Untersuchung der Domänenwandstruktur in Abhängigkeit einer eingefrorenen Unordnung kann demnach die oben genannte Relaxationsgleichung verwendet werden.

3.4.1 Numerische Behandlung

Für eine numerische Behandlung des RFIM-Modells muß der Hamiltonian (3.3) zunächst in eine diskretisierte Form gebracht werden [Usa93]:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & \sum_{\vec{l}} \frac{u_0}{4} (S_{\vec{l}}^4 - 2S_{\vec{l}}^2) - J \sum_{\vec{l}, \vec{l}'} \left(S_{\vec{l}} S_{\vec{l}'} - z \delta_{\vec{l}, \vec{l}'} S_{\vec{l}}^2 \right) - \\ & - \sum_{\vec{l}} [H + B_{\vec{l}} + G_{\vec{l}}] S_{\vec{l}} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Im zweidimensionalen Fall sind $\vec{l} = (x, y)$ und $\vec{l}' = (x', y')$ nächste Nachbar-Paare auf einem Quadratgitter mit Gitterkonstante c und z ist die Koordinationszahl. Der Ordnungsparameter ist so skaliert, daß $a = b = u_0$ und $J = J'/c$ gelte. Die $S_{\vec{l}}$ stellen sogenannte 'soft Ising spins' auf dem Gitterplatz \vec{l} dar. Die Relaxationsgleichung (3.4) wird jetzt ersetzt durch

$$\gamma \frac{\partial S_{\vec{l}}}{\partial t} = - \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial S_{\vec{l}}} \quad (3.6)$$

Die Integration der Gleichung (3.6) liefert schließlich einen Satz von Differenzengleichungen für alle Gitterplätze \vec{l} :

$$\begin{aligned} S_{\vec{l}}(\tau + \Delta\tau) = & S_{\vec{l}}(\tau) + \Delta\tau \left[-u[S_{\vec{l}}^2(\tau) - 1]S_{\vec{l}}(\tau) + \right. \\ & \left. + \sum_{\vec{l}'} S_{\vec{l}'}(\tau) - zS_{\vec{l}}(\tau) + h + b_{\vec{l}} + g_{\vec{l}} \right] \end{aligned} \quad (3.7)$$

Hierbei wurden reskalierte Größen τ , u , h , $b_{\vec{l}}$ und $g_{\vec{l}}$ eingeführt, welche in Einheiten von J gemessen werden: $\tau = Jt/\gamma$, $u = u_0/J$, $h = H/J$, $b_{\vec{l}} = B_{\vec{l}}/J$ und $g_{\vec{l}} = G_{\vec{l}}/J$. Das Gleichungssystem (3.7) erlaubt es, die Zeitentwicklung der Gitterspins $S_{\vec{l}}$ in Zeitschritten von $\Delta\tau$ numerisch zu simulieren. Vor einer solchen Simulation sind die vier oben genannten reskalierten Parameter und eine Anfangskonfiguration der Gitterspins festzulegen.

3.4.2 Simulationsergebnisse

Im folgenden sollen zunächst die numerischen Ergebnisse des isotropen Problems vorgestellt werden ($\{g_{\vec{l}}\} = 0$). Bei den zweidimensionalen Simulationen wird für das Zeitintervall $\Delta\tau$ durchgehend ein Wert von 0.1 verwendet, da sich für kleinere

Werte bei Voruntersuchungen keine nennenswerten Veränderungen der Resultate ergaben. Die Zufallsfelder $\{b_{\vec{l}}\}$ werden so erzeugt, daß sie mit gleicher Wahrscheinlichkeit Werte zwischen $-p$ und p annehmen. Im isotropen Fall gehen also nur drei Größen als Simulationsparameter ein: das äußere treibende Feld h , die 'Kopplung' u und der Maximalwert der Zufallsfelder p .

Als Ausgangssituation wird eine kreisförmige Domäne angenommen. Innerhalb dieser Domäne werden die Spins auf $S_{\vec{l}} = 1$ und außerhalb auf $S_{\vec{l}} = -1$ gesetzt. Kurz nach Beginn der Simulation relaxiert aufgrund der Kopplung der anfangs scharfe Übergang zwischen entgegengesetzten Spindomänen in eine Domänenwand endlicher Breite. Nach ca. 10 Zeitintervallen nimmt die Spinverteilung innerhalb einer solchen Domänenwand die Form $S(x) = \tanh(x/\Delta x)$ an, welche sich aus der stationären Lösung der Differentialgleichung (3.4) ohne Felder ergibt. Die intrinsische Breite der Domänenwand ist hierbei durch $\Delta x = \sqrt{2/u}$ gegeben. Um eine realistische Startsituation zu schaffen, muß deshalb der Radius der Anfangsdomäne deutlich größer als die intrinsische Domänenwandbreite gewählt werden. Die Position der Domänengrenzfläche wird durch alle Punkte $\vec{l}_n = (x_n, y_n)$ festgelegt, bei welchen die Spins $S_{\vec{l}}$ das Vorzeichen wechseln. In Folge des treibenden Feldes h dehnt sich die kreisförmige Domäne aus. Die elastischen Eigenschaften der Grenzfläche (bestimmt durch die Kopplung $u = u_0/J$) wirken dieser Ausdehnung entgegen, so daß sich die Domänenwand mit einer konstanten Geschwindigkeit durch die Ebene bewegt und der mittlere Domänenradius linear mit der Zeit anwächst. Die Unordnung $\{b_{\vec{l}}\}$ des Systems führt zu einer Aufrauhung der anfangs glatten Grenzfläche.

In Abbildung 3.14 ist das Ergebnis einer solchen zweidimensionalen Simulation mit einer Systemgröße von 1000×1000 Gitterpunkten dargestellt, bei welcher die Simulationsparameter $h = 0.1$, $u = 0.9$ und $p = 0.5$ gewählt wurden³. Die Domänengrenze wurde nach jeweils 200 Zeitschritten von $\Delta\tau = 0.1$ aufgenommen und als Linie dargestellt. Anhand der Zeitentwicklung der Domänengrenze wird die Wirkung des Zufallsfeldes auf das magnetische System im RFIM-Modell unmittelbar sichtbar: Einerseits gibt es Zonen, durch die sich die Domänenwand gleichmäßig und ohne wesentliche Veränderung ihrer Form unter dem Einfluß des

³Wie in Kapitel 4 gezeigt wird, besitzen die mit diesen Parametern simulierten Domänengrenzen die gleichen Skaleneigenschaften wie die im Experiment beobachteten.

3. MAGNETISCHE DOMÄNEN IN Pt/Co/Pt-DREIFACHSCHICHTEN

Feldes h bewegt. Andererseits treten lokale Bereiche in Erscheinung, in denen die Propagation erheblich verlangsamt wird und dementsprechend aufeinanderfolgende Linien dichter beieinander liegen. In der Umgebung dieser stark pinnenden Bereiche bewegt sich die Domänenwand weiter, so daß zu einem späteren Zeitpunkt der stark gepinnte Teil der Wand aufgrund ihrer elastischen Eigenschaft aus den Pinningzentren 'mitgezogen' wird. Als Konsequenz dieser Vorgänge zeigt die Domänenwand im Mittel eine gleichförmige Propagation mit einer konstanten Ausbreitungsgeschwindigkeit.

Um nun die experimentell beobachtete, anisotrope Domänenwandbewegung im Rahmen des RFIM-Modells zu beschreiben, wird das Modell um einen reskaliertes Feld g ergänzt. Wie bereits erwähnt, erfährt die Domänenwand aufgrund des Co-Dickengradienten entlang einer Terrasse eine effektive Kraft in Richtung der benachbarten Aufwärts-Stufenkante, wo sie wiederum stark gepinnt wird. Beide Einflüsse, das effektive treibende Feld auf der Terrasse und das Pinningfeld

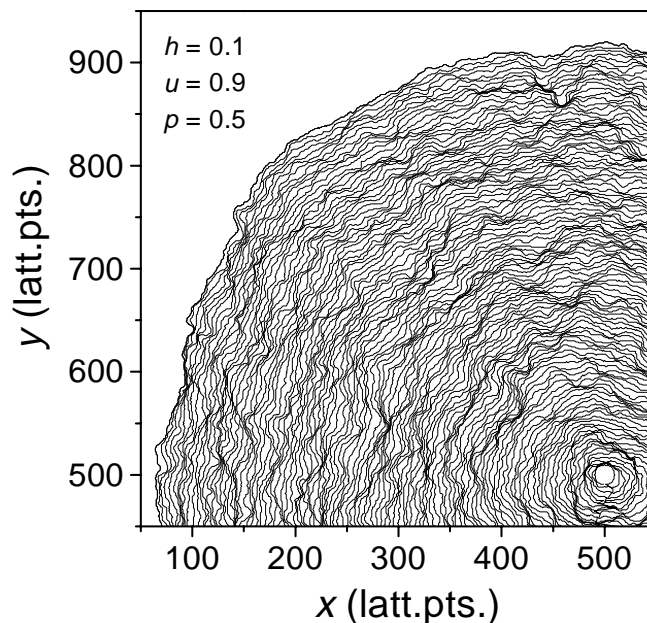


Abbildung 3.14: Ausschnitt einer zweidimensionalen RFIM-Simulation an einem Quadratgitter von 1000×1000 Punkten. Gezeigt sind die simulierten Domänengrenzflächen nach jeweils 200 Zeitschritten von $\Delta\tau = 0.1$. Als Ausgangssituation wurde eine kreisförmige Domäne mit glatter Grenzfläche angenommen (rechts unten).

an der Stufenkante müssen durch die funktionale Form des anisotropen Feldes $g_{\vec{l}}$ wiedergegeben werden. Im folgenden wird das anisotrope effektive Pinningfeld der n -ten Stufenkante durch den Realteil einer Lorentz-Funktion modelliert:

$$g_n(y) = -d \frac{2\Gamma(y - y_n)}{(y - y_n)^2 + \Gamma^2} \quad (3.8)$$

mit $y_n - w/2 < y \leq y_n + w/2$. Hierbei ist y_n die y -Koordinate der Position der n -ten Stufenkante und w ist der vertikale Abstand zwischen den Stufen. Die aufsteigenden Flanken der Lorentz-Funktion bilden den Dickengradient des Co ab. Das Maximum der Lorentz-Funktion entspricht hierbei der Akkumulation der Co-Atome in der Nähe der Stufenkanten und stellt somit eine Pinningpotential für die Domänenwand dar. Das auf diese Weise modellierte anisotrope Feld g ist in die Schemazeichnung 3.12 eingezeichnet. Der Parameter d bestimmt die Amplitude des Pinningfeldes, dessen laterale Breite durch Γ gegeben ist. Bei den im folgenden vorgestellten Simulationen wurde durchweg eine Breite von $\Gamma = 0.4$ Gitterpunkten verwendet. Analog zum Maximalwert p des Zufallsfeldes b geht nun d als weiterer Parameter in die Simulation ein.

In Abbildung 3.15 ist ein Ausschnitt einer zweidimensionalen 80×150 -Punkte Simulation vorgestellt, bei welcher die Stufenkanten in x -Richtung verlaufen und im Abstand von $w = 20$ Gitterpunkten periodisch entlang der y -Richtung angeordnet sind. Als Simulationsparameter wurden folgende Werte angenommen: $h = 0.1$, $u = 0.9$, $p = 0.4$ und $d = 0.25$. Als Fläche dargestellt ist der Wert der Spinfunktion $S_{\vec{l}}$ an den jeweiligen Gitterpunkten $\vec{l} = (x_n, y_n)$, welche unter dem Einfluß des Zufallsfeldes deutlich aufgeraut ist. Im vorliegenden Fall ist der Maximalwert p des Zufallsfeldes größer als der Maximalwert d des anisotropen Feldes, so daß durch die Überlagerung beider Beiträge die Stufenkantenstruktur nur schwach in der zweidimensionalen Darstellung der Spinfunktion zu erkennen ist.

Als Anfangskonfiguration der Simulation wurde eine lineare Domänenwand entlang der x -Richtung angenommen. Im zeitlichen Verlauf rauht sich die Domänenfront durch das Zufallsfeld b auf und bewegt sich unter dem Einfluß des externen Feldes h und des anisotropes Feld g in y -Richtung. In Abbildung 3.15 ist nun die Situation dargestellt, bei welcher sich die Domänenwand in einem Pinningzustand an einer Stufenkante befindet, d.h. ihre Position ändert sich selbst für sehr

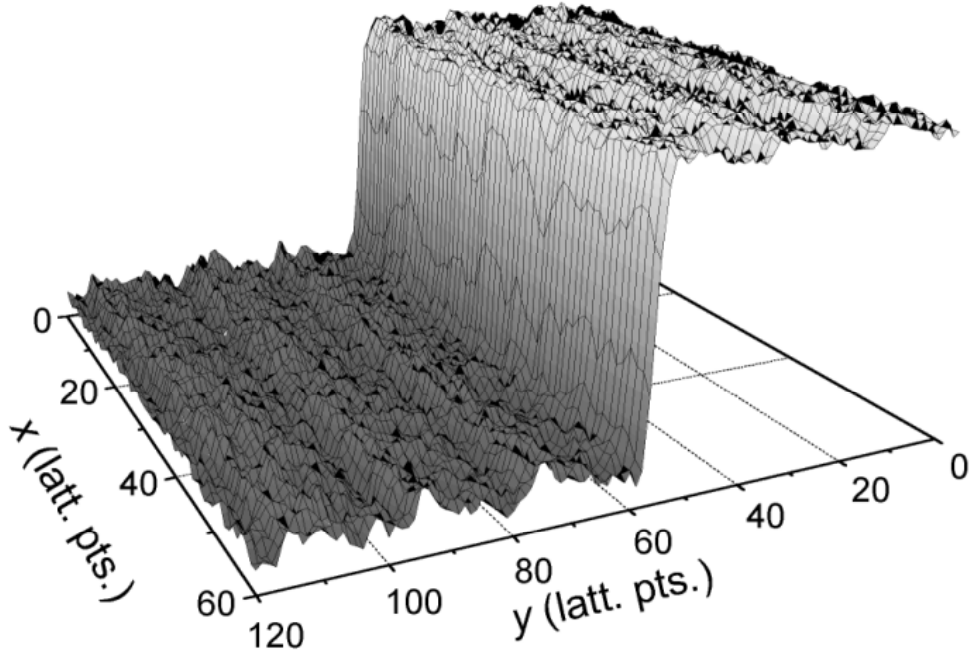


Abbildung 3.15: Ausschnitt aus einer 80×150 -Punkte RFIM-Simulation mit einem anisotropen statischen Feld g , welches entlang der y -Richtung eine Periodizität von $w = 20$ Gitterpunkten besitzt. Dargestellt ist der Wert der Spinfunktion S_i über dem Ort (in Gitterpunkten). In der hier gezeigten Situation befindet sich das simulierte magnetische System in einem quasistatischen Pinningzustand, d.h. der Wert der Spinfunktion ändert sich selbst für sehr lange Iterationszeiten nicht mehr.

lange Iterationszeiten nicht mehr. In der oberen Kurve in Abbildung 3.16 sind die Spinfunktion S und die überlagerten Pinningfelder $b + g$ für einen festen x -Wert als Funktion von y für diese Situation aufgetragen. Da der Beitrag des anisotropen Feldes g größtenteils durch das Zufallsfeld b maskiert ist und das überlagerte Pinningfeld völlig unregelmäßig erscheint, ist es nicht unmittelbar ersichtlich, warum die Bewegung der Domänenwand gerade in dieser Position gestoppt wird. Werden jedoch die Spinfunktion S und die Pinningfelder $b + g$ gemittelt über alle x aufgetragen (untere Kurve in Abbildung 3.16), so stellt sich heraus, daß sich die Domänenwand direkt im Nulldurchgang der Lorentz-Funktion des anisotropen Feldes g befindet, welcher die Position der Stufenkante markiert. Offensichtlich ist eine Domänenwand aufgrund ihrer elastischen Eigenschaften sehr sensitiv auf ausgedehnte Pinningstrukturen, auch wenn die Pinningstärke dieser Strukturen wesentlich kleiner ist als die lokale Pinningkraft eines Zufallsfeldes.

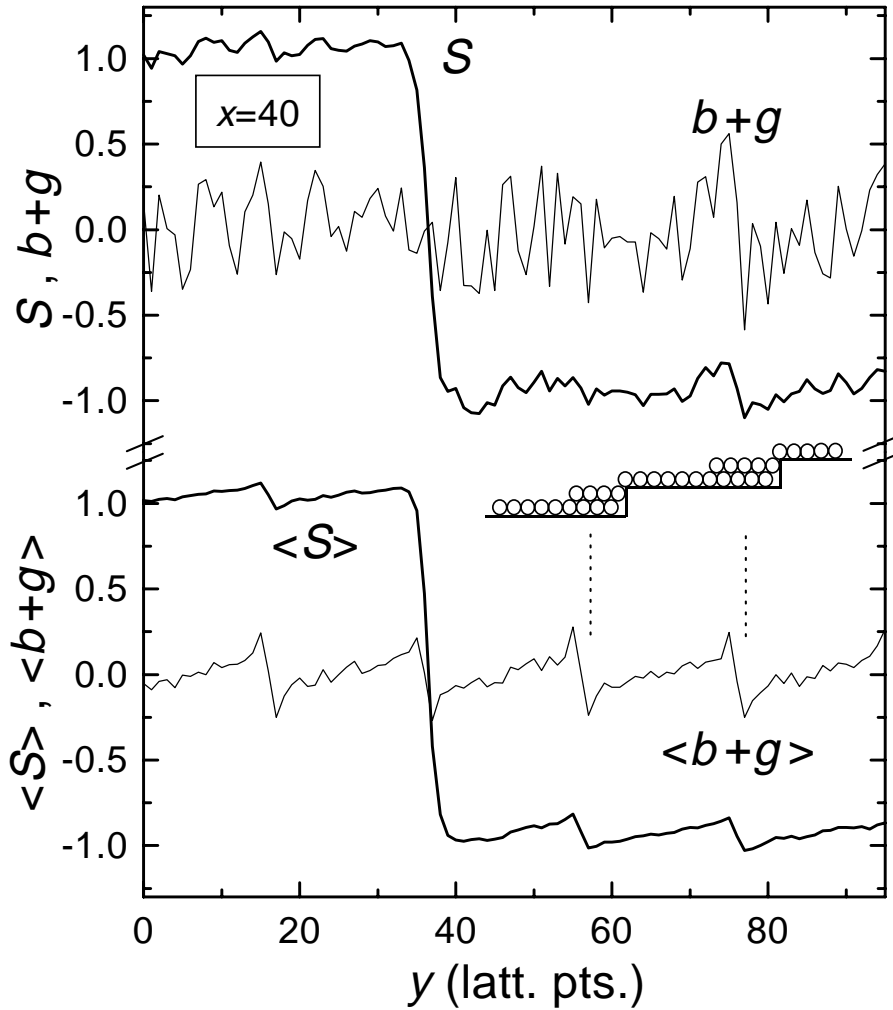


Abbildung 3.16: Eindimensionale Auftragsungen der in Abbildung 3.15 dargestellten Situation. Im oberen Teil ist der Verlauf der Spinfunktion S und der eingefrorenen Pinningfelder $b + g$ für eine feste x -Koordinate dargestellt. Der untere Teil zeigt die über alle x gemittelten $\langle S \rangle$ und $\langle b + g \rangle$.

Hiermit wurde also nachgewiesen, daß durch die Einführung eines zusätzlichen Pinningfeldes g im Rahmen des RFIM-Modells ein effektives Pinning an Stufenkanten numerisch beschrieben werden kann. Ein effizientes Pinning tritt allerdings nur auf, wenn die Distanz der Stufenkanten um mindestens eine Größenordnung größer ist als die Breite der Domänenwände $\Delta x = \sqrt{2/u}$. In Übereinstimmung mit dem phänomenologischen Erklärungsansatz aus Abschnitt 3.3.2 wird anhand der Simulationen deutlich, daß zur theoretischen Beschreibung der anisotropen Domänenformen eine Einbindung der mesoskopischen Stufenkantenkonfiguration

unbedingt notwendig ist.

Um nun die charakteristischen dreieckigen Domänenformen innerhalb des anisotropen RFIM-Modells zu beschreiben, wird im folgenden die laterale Anordnung der Stufenkanten in die Definition des Feldes g miteinbezogen. In Anlehnung an die im Abschnitt 3.3.2 vorgestellten, möglichen Stufenkantenkonfigurationen wird die laterale Verteilung der Stufenkanten durch ein 'Fischgrätenmuster' modelliert (siehe gestrichelte Linien in Abbildung 3.17). Die in Gleichung 3.8 einge-

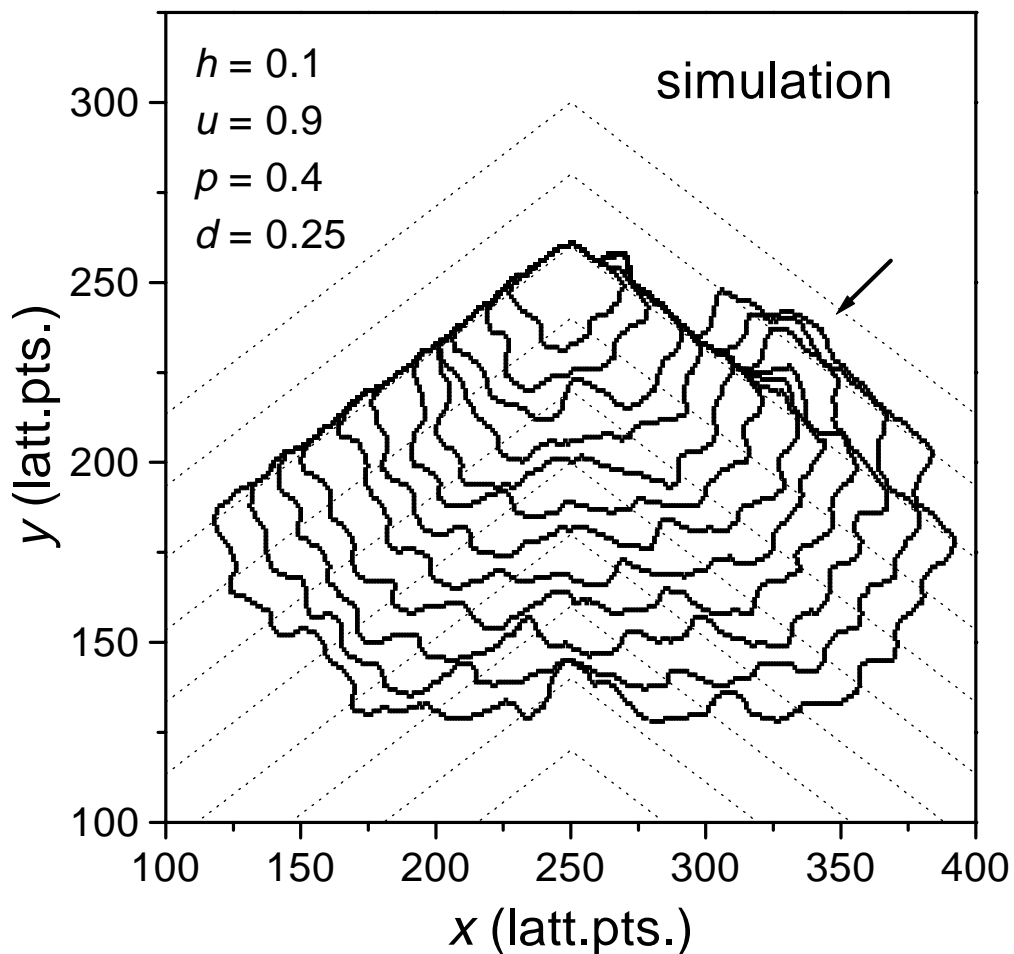


Abbildung 3.17: Zweidimensionale 500×500 -Simulation einer anisotropen Domäne. Die gestrichelten Linien stellen die Zentren des anisotropen Pinningfeldes g dar, welches den Einfluß der Stufenkanten auf das magnetische System repräsentiert. Der Pfeil deutet den Sprung der Domänenwand auf eine benachbarte Terrasse an.

setzte Position y_n der n -ten Stufenkante ist hierbei bestimmt durch:

$$y_n(x) = y^0 - nw - |x - x^0| \tan 30^\circ \quad (3.9)$$

In Abbildung 3.17 ist die Zeitentwicklung einer anisotropen RFIM-Simulation mit einer solchen fischgrätenartigen Anordnung der Stufenkanten dargestellt. Die Simulation zeigt alle Merkmale der experimentell beobachteten Domänenformen. Es gibt zwei bevorzugte Bewegungsrichtungen entlang der diagonal angeordneten Terrassen, welche zu ausgeprägten Propagationskanälen führt. Während die

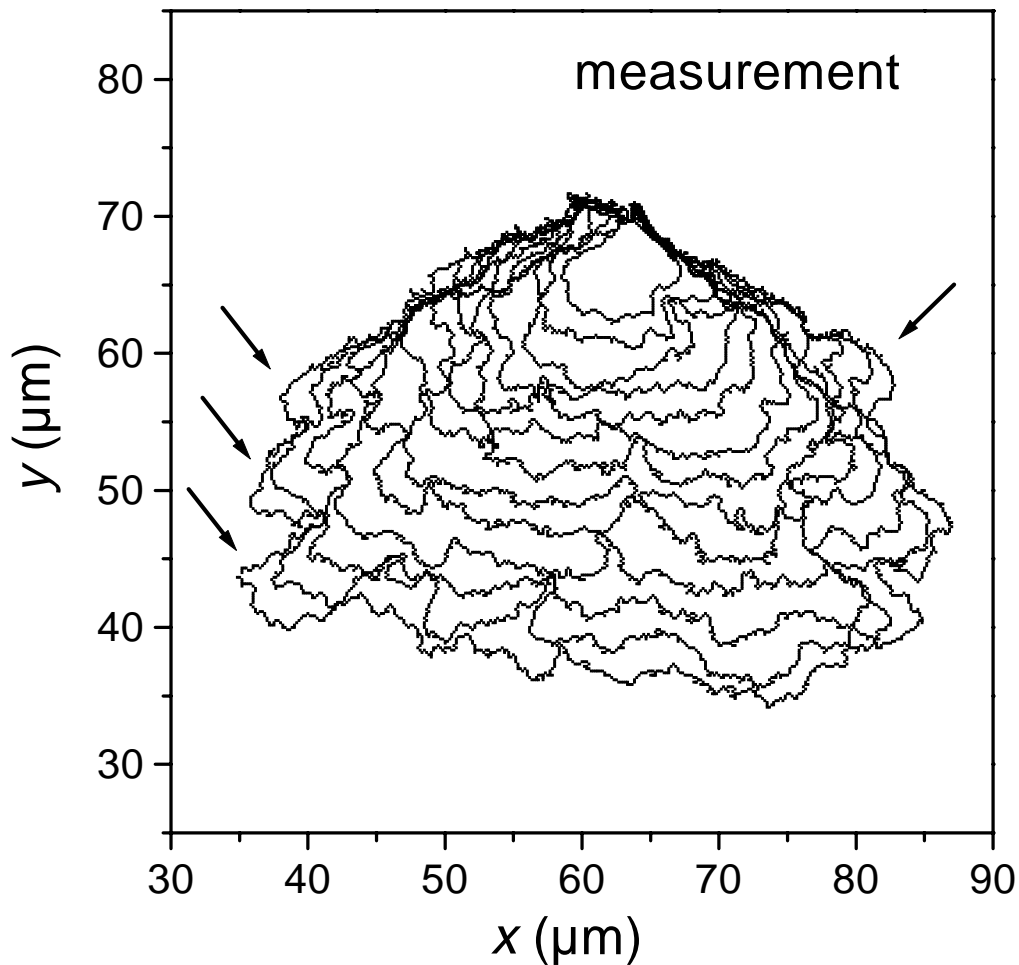


Abbildung 3.18: Zeitentwicklung einer anisotropen Domäne in einer Pt(3 nm)/Co(0.3 nm)/Pt(1.2 nm)- Dreifachschicht. Die Pfeile deuten den Übergang der Domäne in benachbarte Propagationskanäle an.

3. MAGNETISCHE DOMÄNEN IN Pt/Co/Pt-DREIFACHSCHICHTEN

oberste Abwärts-Kante wie eine Führungslinie für die Domänenwandbewegung wirkt, werden die darunterliegenden Aufwärts-Kanten im Verlauf der Zeitentwicklung übersprungen. Dies führt, in vollständiger Übereinstimmung mit dem in Abschnitt 3.3.2 vorgestellten phänomenologisch begründeten Mechanismus, zu einer charakteristischen Dreiecksform der Domänen. An einer Stelle (Pfeilmarkierung) wird die oberste Führungslinie von der Domänenwand durchbrochen und die Domäne breitet sich schnell auf der benachbarten Terrasse aus. Diese Sprünge der Domänenwand in einen benachbarten Propagationskanal werden ebenfalls im Experiment beobachtet, wobei hier gleich mehrere dieser charakteristischen Ausbuchtungen auftreten (Pfeilmarkierungen in Abbildung 3.18). Die Größe dieser Propagationskanäle von einigen Mikrometern lassen darauf schließen, daß die begrenzenden Strukturen mesoskopische Abmaße besitzen. Es ist also davon auszugehen, daß die anisotrope Domänenwandbewegung nicht von monoatomaren Stufen sondern vielmehr von Kanten erzeugt wird, welche durch die mesoskopische Facettierung der Substratoberfläche bedingt sind. Gleichzeitig rechtfertigt diese Beobachtung die in den Simulationen gemachte Annahme, daß die begrenzenden Strukturen mindestens eine Größenordnung weiter auseinander liegen als die Ausdehnung der Domänenwand (10 bis 30 nm).

4. Skaleneigenschaften magnetischer Grenzflächen

In den vorherigen Kapiteln wurde deutlich, daß die Aufrauung einer Grenzfläche durch die im System vorhandene Unordnung erzeugt wird. Im Falle der Grenzflächen von Vielfachschichten ist die Unordnung durch kristalline Versetzungen, Interdiffusion oder Substratrauhigkeiten gegeben. Bei den magnetischen Domänenwänden resultiert die Aufrauung aus den Pinningkräften, welche durch die nicht-ideale Lagenstruktur der Filme bedingt sind. Im Falle dynamischer Grenzflächen ist das Maß der Aufrauung zusätzlich von der Zeit abhängig. Im Falle des Filmwachstums wächst z.B. die mittlere Rauigkeit der Filmoberfläche und die laterale Ausdehnung der größten Höhenmodulationen stetig mit der Zeitdauer des Wachstumsprozesses an. Die Beschreibung dieser dynamischen Aufrauungsprozesse im Rahmen funktionaler Zusammenhänge ist ein intensiv untersuchtes Thema aktueller theoretischer und anwendungsorientierter Forschung. Die grundlegende Eigenschaft von Grenzflächen besteht dabei darin, daß ihre Rauigkeit von der Längenskala abhängt, auf welcher sie betrachtet werden.

Einen direkten Zugang zu solchen skalenabhängigen Phänomenen bietet die Skalentheorie, welche in diesem Kapitel zur Beschreibung der Morphologie magnetischer Domänenwände verwendet wird. Eine Domänenwand wird hierbei als eine D -dimensionale Grenzfläche in einem $(d = D + 1)$ -dimensionalen Medium angesehen. Unter dem Einfluß einer homogenen äußeren Kraft wird die Grenzfläche durch das Medium getrieben, welches eine zeitunabhängige ('eingefrorene') Unordnung besitzt. Diese Unordnung wird auf eine äußere, lokal fluktuierende Kraft abgebildet, welche der homogenen Kraft überlagert ist. Die Zeitentwicklung der Grenzfläche wird nun durch das Wechselspiel zwischen den von außen

wirkenden Kräften einerseits und den elastischen Kräften der Grenzfläche andererseits bestimmt. Aufgrund der Fluktuationen der effektiven äußeren Kraft wird die anfangs glatte Grenzfläche ebenfalls Fluktuationen aufweisen. Diesem Aufrauhungsprozeß wirken die elastischen Kräfte entgegen. Im folgenden soll dieses Aufrauhungsverhalten einer Grenzfläche in Abhängigkeit der relevanten Parameter diskutiert werden.

4.1 Dynamische Skalierung des Grenzflächenwachstums

Eine Grenzfläche kann durch eine einwertige Funktion $h(\vec{x}, t)$ beschrieben werden, welche die Grenzflächenposition h am Ort \vec{x} zur Zeit t relativ zu einer Referenzfläche angibt. Um die Rauigkeiten der Grenzfläche auf verschiedenen Längenskalen beschreiben zu können, bedient man sich bei vielen Grenzflächenphänomenen einer skalentheoretischen Betrachtung. Hierbei nimmt man an, daß die Morphologie der Grenzfläche auf Längenskalen \vec{x} zur Zeit t der Morphologie zu einem späteren Zeitpunkt $b^z t$ auf größeren Längenskalen $b\vec{x}$ ähnelt:

$$h(b\vec{x}, b^z t) \simeq b^\alpha \cdot h(\vec{x}, t) \quad (4.1)$$

Hierbei wird α als *Rauhigkeitsexponent* und z als *dynamischer Exponent* bezeichnet. Diese Skaleninvarianz ist hier allerdings durch die Anwesenheit der Unordnung nur in statistischem Sinne gültig.

Objekte, welche sich durch (4.1) beschreiben lassen, werden nach Mandelbrot als *selbstaffine* Fraktale bezeichnet [Man82]. Im Gegensatz zu *selbstähnlichen* Fraktalen sind sie anisotrop, d.h. sie besitzen unterschiedliche Skaleneigenschaften entlang unterschiedlicher Richtungen. Im Falle wachsender Grenzflächen existieren im Allgemeinen zwei ausgezeichnete Richtungen: parallel und senkrecht zur Grenzfläche. In (4.1) äußert sich dies in den zwei unterschiedlichen Skalierungsfaktoren b entlang der Grenzfläche und b^α entlang der Ausbreitungsrichtung. Entsprechend dieser Unterscheidung kann die raue Struktur der Grenzfläche durch die größte Wellenlänge ξ_{\parallel} und die größte Amplitude ξ_{\perp} der Grenzflächenfluktuationen charakterisiert werden (Abbildung 4.1).

4.1 DYNAMISCHE SKALIERUNG DES GRENZFLÄCHENWACHSTUMS

Beide Korrelationslängen wachsen zeitlich in Form von Potenzgesetzen, und zwar so lange, bis ξ_{\parallel} in die Größenordnung der Systemlänge L gelangt. Für Zeiten größer als die Relaxationszeit $\tau = L^z$ ist also kein weiteres Anwachsen der Korrelationslängen möglich:

$$\xi_{\parallel} \propto t^{1/z} , \quad t \ll \tau \quad \text{und} \quad \xi_{\parallel} = L , \quad t \gg \tau \quad (4.2a)$$

$$\xi_{\perp} \propto t^{\beta} , \quad t \ll \tau \quad \text{und} \quad \xi_{\perp} = \text{const} , \quad t \gg \tau \quad (4.2b)$$

Hierbei gilt $z = \alpha/\beta$. Die Grenzflächenmorphologie stellt sich nun wie folgt dar: Auf Längenskalen, die größer sind als die Korrelationslänge, erscheint die Grenzfläche als ideal glattes $(d - 1)$ -dimensionales Objekt. Für kürzere Längenskalen bildet sie eine selbstaffine fraktale Struktur aus, deren Rauigkeit durch den Exponent α charakterisiert ist. (Aus diesem Grund wird die Korrelationslänge oft auch als 'Cutoff-Länge' bezeichnet.)

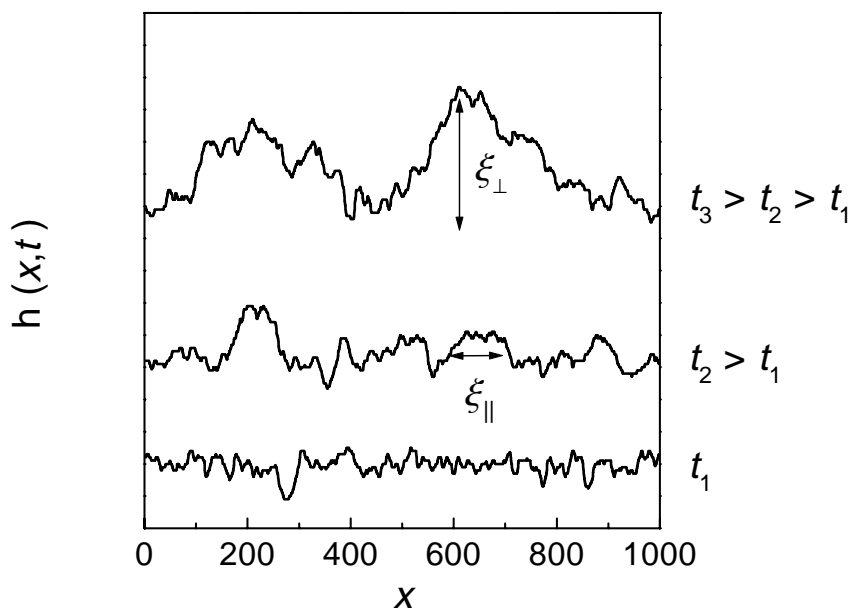


Abbildung 4.1: Beschreibung einer Grenzflächenkonfiguration durch eine einwertige Funktion $h(\vec{x}, t)$. Die Korrelationslängen ξ_{\parallel} bzw. ξ_{\perp} sind durch die größte Wellenlänge bzw. die größte Amplitude von h definiert. Die gezeigte zeitliche Entwicklung der Grenzfläche wurde mittels des in Kapitel 3.4 vorgestellten RFIM-Modells simuliert.

4. SKALENEIGENSCHAFTEN MAGNETISCHER GRENZFLÄCHEN

Eine Möglichkeit zur quantitativen Beschreibung der Grenzflächenfluktuationen und zur Bestimmung der Exponenten α und β bieten Korrelationsfunktionen. Die wichtigsten sind die Höhendifferenz-Korrelationsfunktion $g(\vec{r}, t)$ und die Höhen-Höhen-Korrelationsfunktion $C(\vec{r}, t)$:

$$g(\vec{r}, t) = \langle [\mathbf{h}(\vec{x} + \vec{r}, t) - \mathbf{h}(\vec{x}, t)]^2 \rangle \quad (4.3)$$

$$C(\vec{r}, t) = \langle \mathbf{h}(\vec{x} + \vec{r}, t) \cdot \mathbf{h}(\vec{x}, t) \rangle \quad (4.4)$$

welche über $g(\vec{r}, t) = 2\sigma^2 - 2C(\vec{r}, t)$ in Beziehung stehen. Hierbei ist σ die rms-Rauhigkeit und $\langle \dots \rangle$ beschreibt die Mittelung über alle \vec{x} und verschiedene Konfigurationen der Unordnung. Ausgehend vom Skalenverhalten (4.1) lassen sich für g folgende Grenzfälle angeben:

$$g(r, t) \propto r^{2\alpha} \quad , \quad r \ll \xi_{\parallel}(t) \quad (4.5a)$$

$$g(r, t) \propto t^{2\beta} \quad , \quad r \gg \xi_{\parallel}(t) \quad (4.5b)$$

Anschaulich bedeutet dies, daß für Längenskalen, die größer als die Korrelationslänge sind, die Fluktuationen zwar räumlich unkorreliert sind, aber weiter mit der Zeit anwachsen.

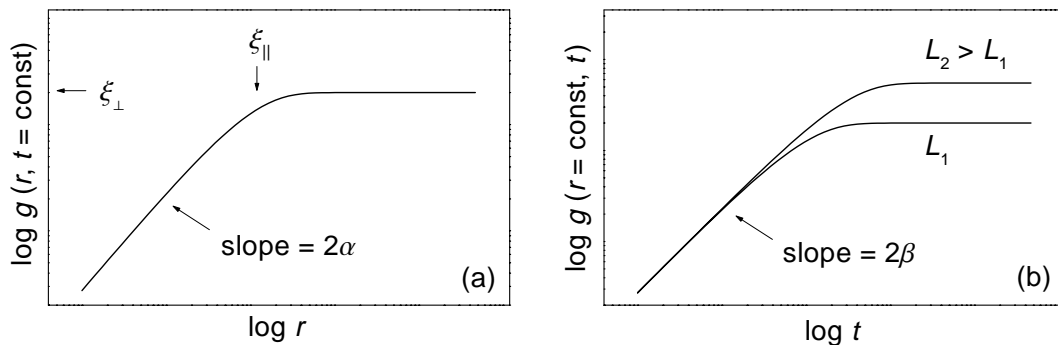


Abbildung 4.2: Schematisches Verhalten der Höhendifferenz-Korrelationsfunktion g . Teilbild (a) zeigt die Längenabhängigkeit von g zu einem festen Zeitpunkt. In Teilbild (b) ist die Zeitentwicklung von g für eine feste Längenskala r dargestellt. Die beiden eingezeichneten Kurven zeigen das Zeitverhalten von g für zwei unterschiedliche Systemgrößen L , wobei die obere Kurve das größere System beschreibt (nach [Vic92]).

4.2 Morphologie magnetischer Domänenwände

4.2.1 Parametrisierung von gewölbten Grenzflächen

Um die Morphologie einer Domänenwand zu beschreiben, muß die Grenzflächenposition auf eine einwertige Höhenfunktion h abgebildet werden. Für den Fall annähernd kreisförmiger Domänen bietet sich als Höhenfunktion der Abstand der Grenzflächenpunkte \vec{l}_n vom Domänenmittelpunkt \vec{l}_0 an [Jos98]:

$$h_n(t) = \left| \vec{l}_n(t) - \vec{l}_0 \right| \quad (4.6)$$

Im Falle der in Kapitel 3.3 vorgestellten anisotropen Domänen ist diese Festlegung der Höhenfunktion nicht mehr sinnvoll, da die charakteristische Dreiecksform zu systematischen Abweichungen z.B. der mittleren Rauigkeit führt.

Für nicht kreisförmige Domänenformen muß h_n deshalb allgemeiner definiert werden. Zunächst muß eine mittlere 'Domänenfront' \vec{l}_n^* festgelegt werden, welche glatt ist, jedoch die charakteristische Gesamtform der Domäne beinhaltet. Durch die Einführung von Polarkoordinaten $\vec{l}_n \rightarrow (\rho_n, \varphi_n)$ wird die Grenzfläche zunächst auf eine eindimensionale Funktion $\rho_n(\varphi_n)$ abgebildet. Diese kann nun durch eine mittlere Grenzflächenfunktion $\rho_n^*(\varphi_n)$ angenähert werden, welche folgende Form besitzt:

$$\rho_n^*(\varphi_n) = \rho_0 + \sum_{j=1}^{j_{\max}} a_j \cdot \sin(j/2 \cdot \varphi_n) \quad (4.7)$$

Hierbei kann ρ_0 als 'mittlerer Radius' der anisotropen Domäne betrachtet werden. Die Ordnung j_{\max} , nach welcher die Reihe abgebrochen wird, bestimmt die minimale 'Ausdehnung' der in ρ_n^* enthaltenen Strukturen. In den später vorgestellten Analysen werden Terme bis zur Ordnung $\sin(5\varphi)$ einbezogen, so daß ρ_n^* nur Fluktuationen mit Wellenlängen $\Delta\varphi > 2\pi/5$ miteinbezieht. Die 'Höhe' h_n der Grenzflächenpunkte ergibt sich nun aus dem Abstand zur mittleren Domänenfront:

$$h_n = \rho_n - \rho_n^* \quad (4.8)$$

In Abbildung 4.3 ist die Zeitentwicklung einer anisotropen magnetischen Domäne und der dazugehörigen mittleren Domänenfront dargestellt. Der darauffolgende Graph zeigt die Funktionen ρ und ρ^* , sowie die sich daraus ergebende Höhenlinie h am Beispiel der bei $t = 4.4$ sec bestehenden Domänenwand.

4. SKALENEIGENSCHAFTEN MAGNETISCHER GRENZFLÄCHEN

Um die Skaleneigenschaften einer solchen Höhenfunktion beschreiben zu können, muß analog zu Abschnitt 4.1 eine Längenskala entlang der Grenzfläche definiert werden. Diese muß so parametrisiert werden, daß h eine einwertige Funktion ist. Da die Domänenwände im allgemeinen Überhänge besitzen, scheidet der oben eingeführte Polarwinkel φ_n als Längenkoordinate aus. Deshalb wird im folgenden als Längenparameter die Bogenlänge

$$s = \sum_{i=0}^n \left| \vec{l}_{i+1}(t) - \vec{l}_i(t) \right| \quad (4.9)$$

gewählt [Jos98], welche die geforderte Einwertigkeit von $h(s)$ auch bei Überhängen erfüllt. Mit Hilfe der oben getroffenen Definitionen kann nun jede gemessene bzw. simulierte magnetische Domänenkonfiguration durch eine eindeutige Höhenfunktion $h(s, t)$ beschrieben werden. Die Analyse der Skalierungseigenschaften einer solchen magnetischen Domänenwand soll zunächst am Beispiel der schon in Abschnitt 3.4.2 behandelten RFIM-Simulation vorgestellt werden.

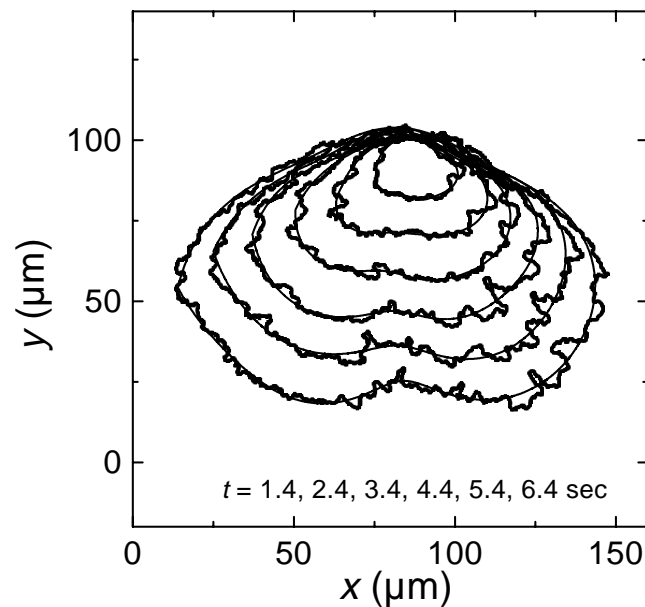


Abbildung 4.3: Zeitentwicklung der Domänenfront einer anisotropen Domäne. Als durchgezogene Linien sind zu jedem Zeitpunkt die mittleren Grenzflächenfunktionen ρ_n^* eingezeichnet, welche nach Gleichung 4.7 entwickelt wurden.

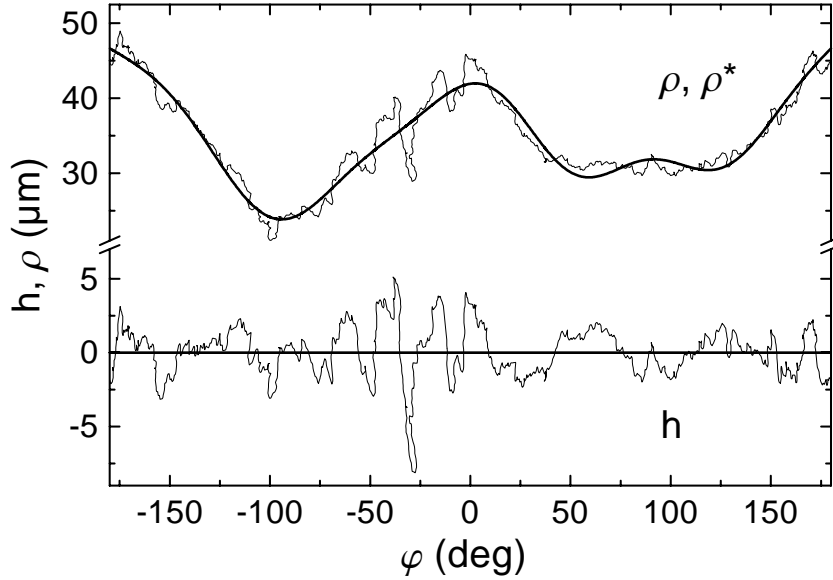


Abbildung 4.4: Grenzflächenposition ρ und mittlere Domänenfrontposition ρ^* in Polarkoordinaten für die in Abbildung 4.3 dargestellte Domäne nach $t = 4.4$ sec. Die untere Kurve zeigt die sich daraus ergebende Höhenlinie $h(s(\varphi))$.

4.2.2 Dynamische Skalierung im RFIM-Modell

Zur Auswertung der Skaleneigenschaften von magnetischen Grenzflächen, welche mit Hilfe des RFIM-Modells simuliert werden, muß zunächst für jeden Zeitpunkt τ_n der Simulation die Höhendifferenz-Korrelationsfunktion

$$g_n(r, \tau_n) = \langle [h_n(s+r, \tau_n) - h_n(s, \tau_n)]^2 \rangle$$

ermittelt werden. Abbildung 4.5 stellt die Korrelationsfunktionen aller Domänenkonfigurationen dar, welche in Abbildung 3.14 gezeigt wurden ($h = 0.1$, $u = 0.9$, $p = 0.4$). Die Längenskala r wurde jeweils im Bereich zwischen einem Gitterabstand und dem halben Domänenumfang variiert. Die Korrelationsfunktionen zeigen die typischen asymptotischen Eigenschaften, wie sie zuvor in Kapitel 4.1 vorhergesagt wurden: Die Korrelationen steigen für kleine Abstände r mit einem Potenzgesetz an und sättigen bei Längenskalen von etwa einem Viertel der Systemlänge L_n . Der systematische Abfall zu größeren Abständen hin ist Ausdruck eines *Finite-Size* Effektes und liegt in der Kreisform der Domänen begründet.

4. SKALENEIGENSCHAFTEN MAGNETISCHER GRENZFLÄCHEN

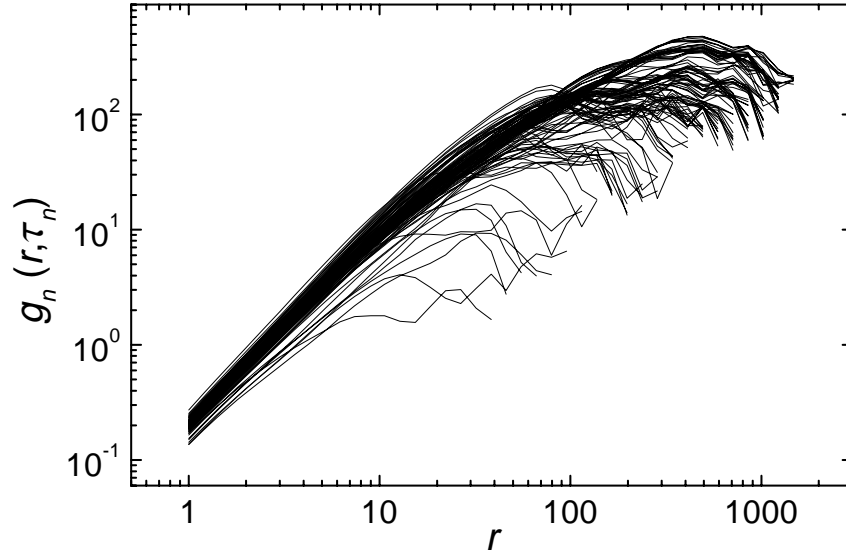


Abbildung 4.5: Höhendifferenz-Korrelationsfunktionen $g_n(r, \tau_n)$ zu den Iterationszeiten τ_n einer RFIM-Simulation.

Der Rauigkeitsexponent α kann für jeden Zeitpunkt τ_n gemäß Gleichung (4.5a) aus der halben Anfangssteigung der jeweiligen Korrelationsfunktion in doppelt-logarithmischer Darstellung extrahiert werden. Die zeitliche Entwicklung des so ermittelten Rauigkeitsexponenten ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Für größere τ ist der Exponent im wesentlichen zeitunabhängig, weist jedoch eine statistische Streuung um den Mittelwert $\alpha = 0.85$ auf. Der leichte Anstieg zu Beginn der Simulation ist auf die Diskretisierung durch das Quadratgitter zurückzuführen. Um den zweiten Skalenexponenten β zu bestimmen, muß nach Gleichung (4.5b) der Sättigungswert der Korrelationsfunktion zu jedem Zeitpunkt τ ermittelt werden. Da dieser Wert aufgrund der signifikanten *Finite-Size* Schwankungen nicht eindeutig zu identifizieren ist, muß eine andere Größe zu Hilfe genommen werden. Jeder Grenzfläche, die zum Zeitpunkt t die Ausdehnung L besitzt, kann eine mittlere Rauigkeit

$$w(L, t) = \langle [h(s, t) - \langle h(s, t) \rangle]^2 \rangle^{1/2} = (\langle h^2(s, t) \rangle - \langle h(s, t) \rangle^2)^{1/2} \quad (4.10)$$

zugeordnet werden. Aus dem allgemeinen Skalengesetz (4.1) folgt, daß die mittlere Rauigkeit folgende allgemeine Form besitzen muß:

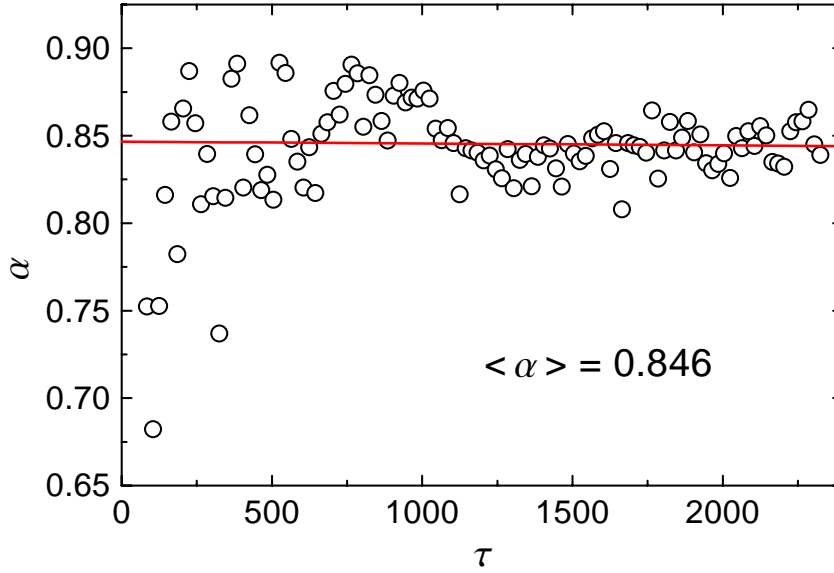


Abbildung 4.6: Zeitentwicklung des Rauigkeitsexponenten α .

$$w(L, t) \propto L^\alpha \cdot f\left(\frac{t}{L^z}\right) \quad , \quad (4.11)$$

wobei die Funktion f die Eigenschaften $f(y) \approx \text{const}$ für $y \gg 1$ und $f(y) \propto y^\beta$ für $y \ll 1$ aufweist. Für den vorliegenden Fall einer sich gleichmäßig ausdehnenden, kreisförmigen Domäne ist die Systemlänge L allerdings proportional zur Zeit t , so daß für w nun gilt:

$$w(L, t) \propto t^\alpha \cdot f\left(\frac{t}{t^z}\right) \propto t^\alpha \cdot f\left(\frac{1}{t^{z-1}}\right) \quad . \quad (4.12)$$

Da der dynamische Exponent z einen Wert größer 1 annimmt, geht das Argument von f für große Zeiten gegen 0. Die Skalenfunktion f nimmt also die asymptotische Form y^β an, so daß für die mittlere Rauigkeit von kreisförmigen Domänen schließlich folgt:

$$w(L, t) \propto t^\beta \quad . \quad (4.13)$$

Dieser funktionale Zusammenhang für die mittlere Rauigkeit soll im weiteren zur Bestimmung des Exponenten β verwendet werden. In Abbildung 4.7 ist

4. SKALENEIGENSCHAFTEN MAGNETISCHER GRENZFLÄCHEN

die zeitliche Entwicklung von w doppeltlogarithmisch aufgetragen. Aus der Fitgeraden erhält man einen Wert von $\beta \approx 0.59$, so daß sich für den dynamischen Exponenten der Wert $z = 1.43$ ergibt. Aus dieser Abbildung wird allerdings auch ersichtlich, daß zu einer zuverlässigen Bestimmung von β eine sehr große Anzahl von Domänenkonfigurationen notwendig ist, um die deutlichen langperiodischen Schwankungen in $w(t)$ zu eliminieren.

Reskaliert man g und r zu jedem Zeitpunkt auf die Korrelationslängen $\xi_{\perp}(\tau)$ bzw. $\xi_{\parallel}(\tau)$, so sollten alle reskalierten Korrelationsfunktionen auf eine Kurve zusammenfallen. Die simulierten Domänenwände erfüllen auch diese grundlegende Skaleneigenschaft, wie in Abbildung 4.8 gezeigt ist. Die reskalierte Auftragung der Korrelationsfunktionen kann im allgemeinen als Überprüfung der vorher ermittelten Skalensexponenten verwendet werden.

Bei der Auswertung der Domänenwandmorphologie muß darauf geachtet werden, daß von Simulation zu Simulation eine teilweise erhebliche Streuung der kritischen Exponenten auftreten kann. Um dies abschätzen zu können, sind in Abbildung 4.9 die extrahierten Werte von α bzw. β für fünf äquivalente RFIM-

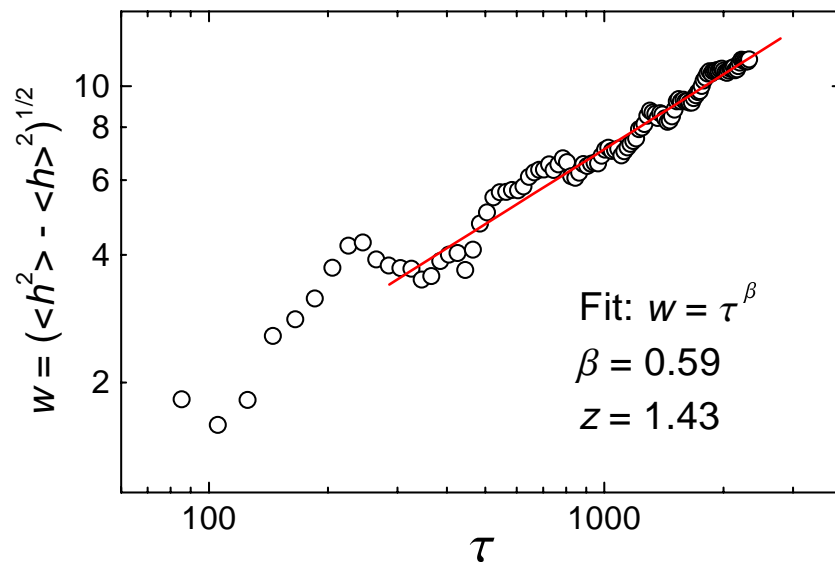


Abbildung 4.7: Zeitentwicklung der mittleren Rauigkeit w in einer RFIM-Simulation und Bestimmung des Exponenten β .

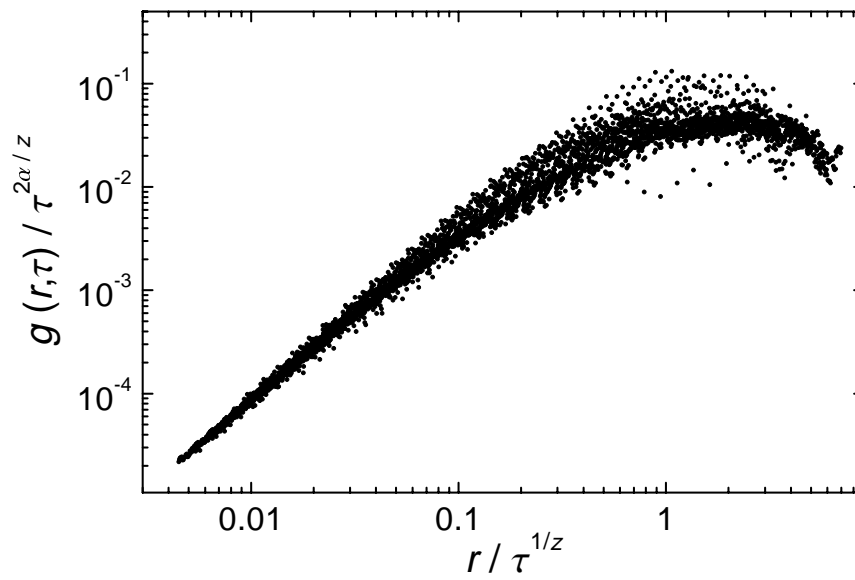


Abbildung 4.8: Reskalierte Höhendifferenz-Korrelationsfunktionen einer RFIM-Simulation. Zur Reskalierung wurden die Exponenten $\alpha = 0.83$ und $z = 1.43$ eingesetzt.

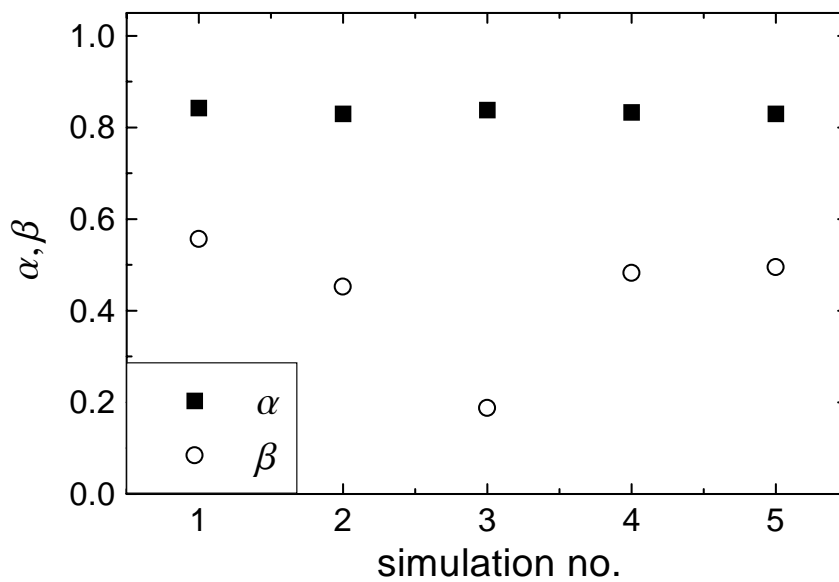


Abbildung 4.9: Streuung der Exponentenwerte in fünf äquivalenten Simulationen.

4. SKALENEIGENSCHAFTEN MAGNETISCHER GRENZFLÄCHEN

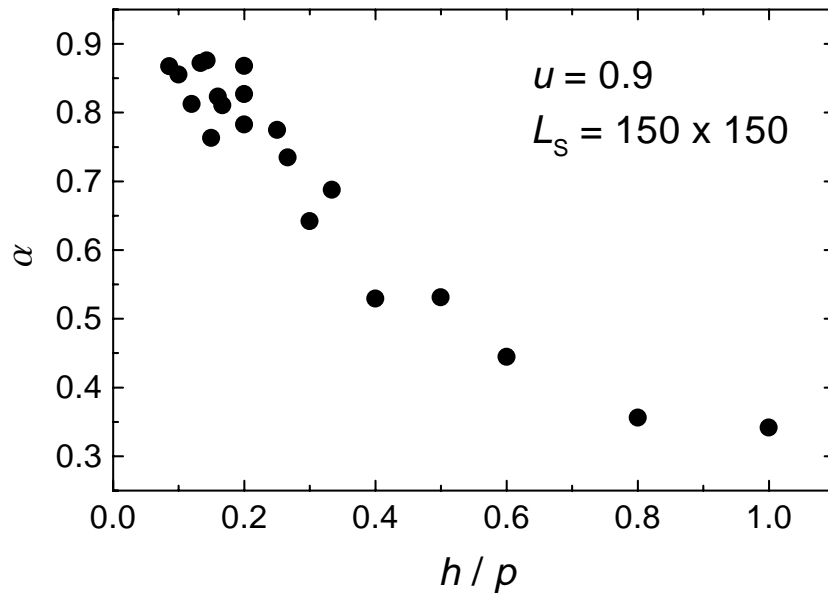


Abbildung 4.10: Einfluß des treibenden Feldes h auf den Rauigkeitsexponenten α in einer RFIM-Simulation.

Simulationen aufgetragen. Es fällt auf, daß die Werte des Rauigkeitsexponenten α weit weniger streuen als die des Exponenten β , welcher teilweise Abweichungen von über 50% aufweist. Analog zu den Beobachtungen während einer einzelnen Simulation wird hier erneut deutlich, daß für eine zuverlässigen Bestimmung von β eine möglichst große Anzahl von Simulationen notwendig ist.

Der Rauigkeitsexponent α einer magnetischen Domänenwand ist im allgemeinen keine feste Größe sondern sollte eine deutliche Abhängigkeit vom äußeren Feld h aufweisen. Dies ist leicht einzusehen, da mit steigendem Feld die Geschwindigkeit der Domänenwand sehr stark anwächst und das Pinning durch das lokal fluktuierende Zufallsfeld weniger effektiv ist. Um diese Abhängigkeit im Rahmen des RFIM-Modells zu untersuchen, wurden mehrere isotrope Simulationen mit unterschiedlichen Verhältnissen von h zu p durchgeführt (Abbildung 4.10). Die Meßwerte zeigen das erwartete Verhalten: Der Rauigkeitsexponent nimmt stetig mit anwachsendem äußeren Feld ab. Diese Ergebnisse der isotropen Simulationen sind in sehr guter quantitativer Übereinstimmung mit numerischen Ergebnissen, welche im Rahmen eindimensionaler Wandbewegung erzielt wurden [Jos96].

4.2.3 Skaleneigenschaften von Domänenwänden in Pt/Co/Pt-Dreifachschichten

Im folgenden werden die Skaleneigenschaften der experimentell beobachteten Domänenwandstrukturen in ultradünnen Pt/Co/Pt-Heterostrukturen diskutiert. Hierbei wird zunächst exemplarisch auf die Zeitentwicklung von isotropen Domänen eingegangen, welche bereits in Abbildung 3.7 vorgestellt wurde. In Abbildung 4.11 ist die Höhendifferenz-Korrelationsfunktion der Domänenwände für verschiedene Zeitpunkte der Zeitentwicklung aufgetragen.

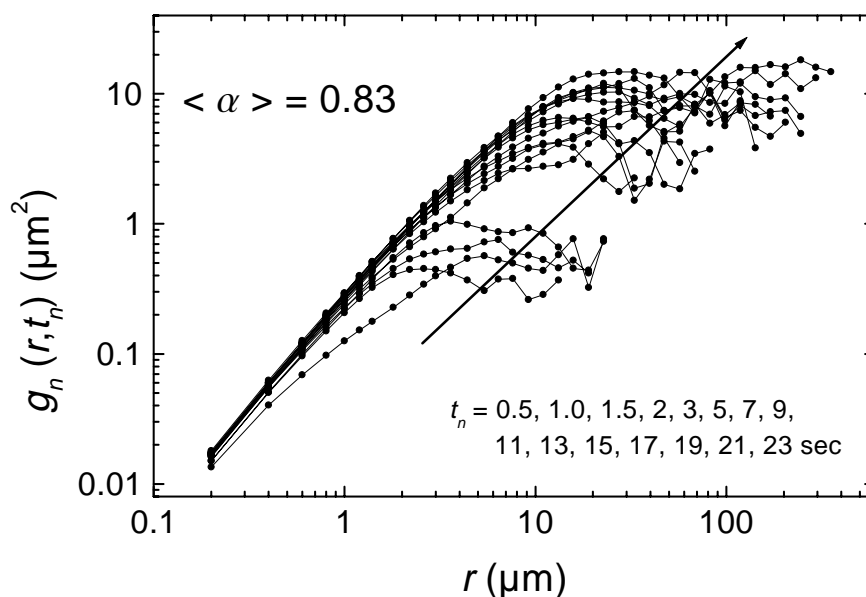


Abbildung 4.11: Höhendifferenz-Korrelationsfunktionen $g_n(r, t_n)$ der in Abbildung 3.7 gezeigten isotropen Domänenwand für unterschiedliche Zeitpunkte t_n bei einem Feld $H = 0.034$ T.

Es zeigen sich auch im Falle der experimentell beobachteten Domänenwandstrukturen das typische asymptotische Skalenverhalten eines Potenzgesetz-artigen Anstiegs für kleine Distanzen und einer Sättigung für Längenskalen oberhalb einer bestimmten zeitabhängigen Korrelationslänge. Die aus den Steigungen der doppeltlogarithmischen Auftragung extrahierten Werte des Rauigkeitsexponenten α sind in Abbildung 4.12 aufgetragen. Analog zu den Auswertungen der RFIM-Simulationen erfolgt hier nach einem leichten Anstieg für kurze Zeitdauern eine

4. SKALENEIGENSCHAFTEN MAGNETISCHER GRENZFLÄCHEN

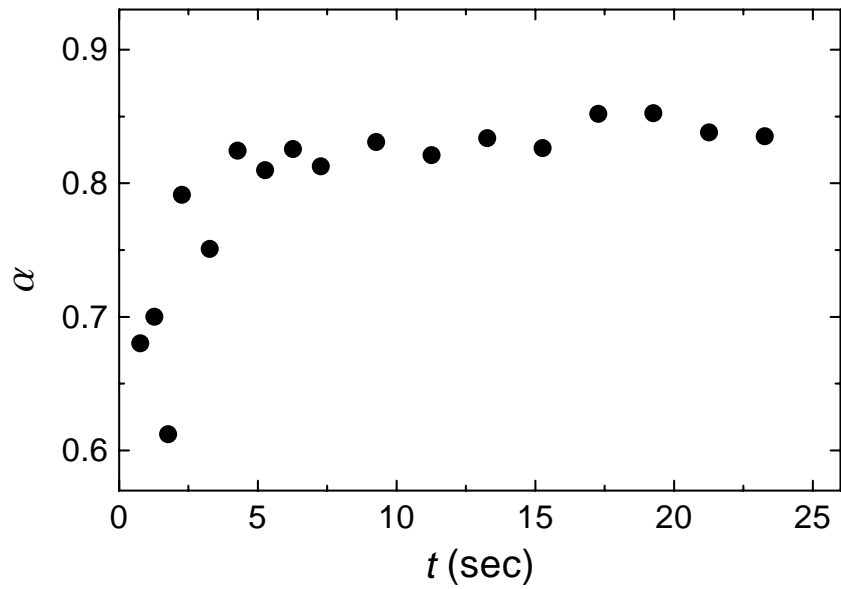


Abbildung 4.12: Zeitentwicklung des Rauigkeitsexponenten α der in Abbildung 3.7 gezeigten isotropen Domänenwand.

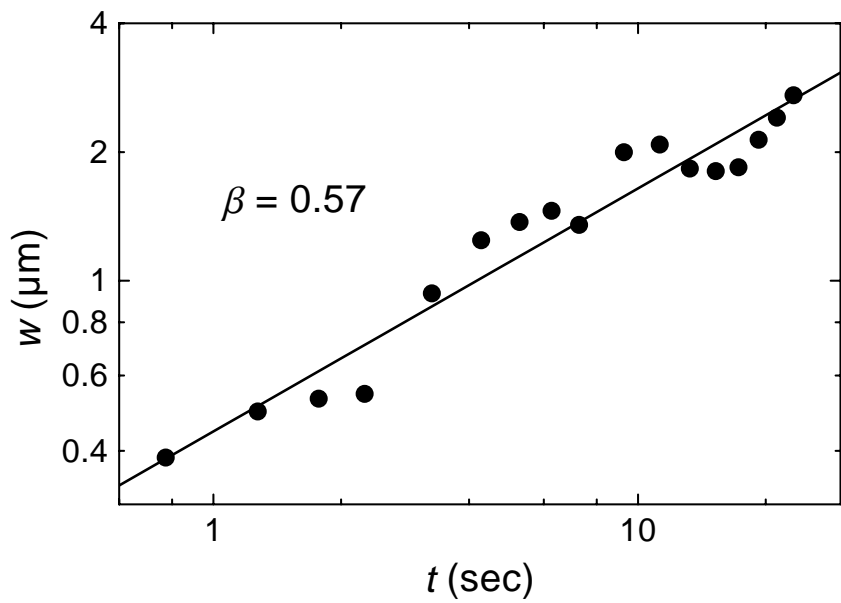


Abbildung 4.13: Zeitentwicklung der mittleren Rauigkeit w und Bestimmung des Exponenten β einer isotropen Domänenwand.

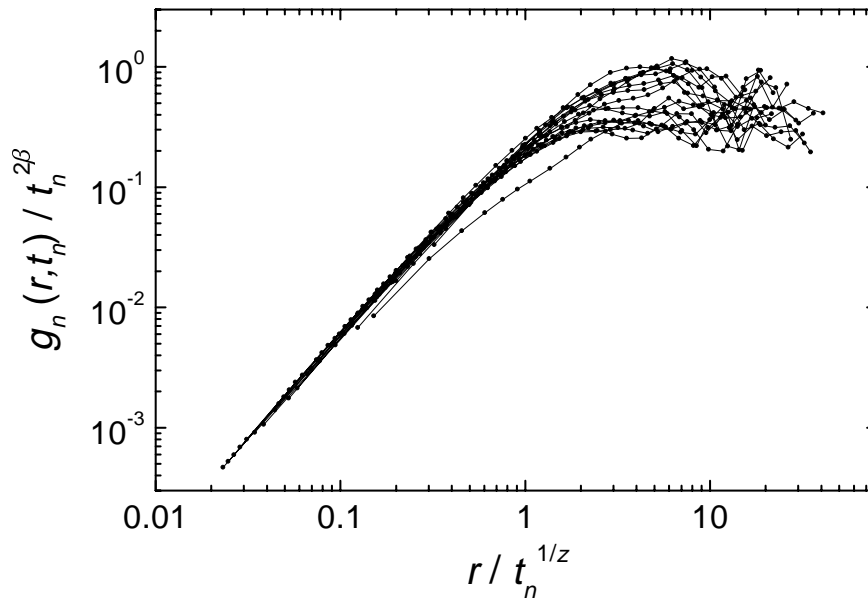


Abbildung 4.14: Reskalierte Höhendifferenz Korrelationsfunktionen der in Abbildung 3.7 gezeigten isotropen Domänenwand.

Sättigung von α bei einem festen Wert von 0.83. Diese systematische Entwicklung ist in diesem Falle durch das begrenzte Auflösungsvermögen des Kerr-Mikroskops und der CCD-Kamera, welche die Domänenwandstrukturen auf ein Quadratgitter abbildet, zurückzuführen. Durch die Auftragung der mittleren Rauigkeit (Abbildung 4.13) lassen sich die Exponenten $\beta = 0.57$ und $z = 1.46$ bestimmen. Das Zusammenfallen aller Höhendifferenz-Korrelationskurven bei einer Reskalierung bestätigt die Korrektheit der extrahierten Exponenten (Abbildung 4.14).

Die Skaleneigenschaften von experimentell bei kleinen äußeren Feldern beobachteten isotropen Domänenwandstrukturen sind demnach in sehr guter quantitativer Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus RFIM-Simulationen mit den Parametern $h = 0.1$, $u = 0.9$ und $p = 0.5$. Diese Tatsache rechtfertigt den in Kapitel 3.4.2 vorgenommenen Vergleich zwischen simulierten und experimentellen magnetischen Domänen. Gleichzeitig offenbart diese Übereinstimmung den entscheidenden Vorteil einer skalentheoretischen Analyse rauher Grenzflächenstrukturen: Obwohl die experimentellen Domänenwände (Abbildung 3.7) für das Auge wesentlich 'rauher' erscheinen als die simulierten (Abbildung 3.14), zeigen

4. SKALENEIGENSCHAFTEN MAGNETISCHER GRENZFLÄCHEN

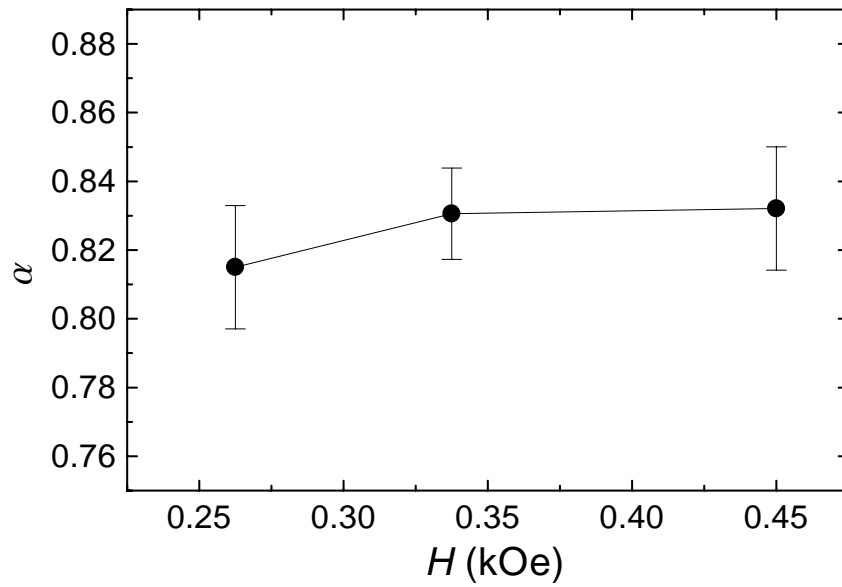


Abbildung 4.15: Feldabhängigkeit des Rauigkeitsexponenten α von experimentell beobachteten isotropen Domänenwänden.

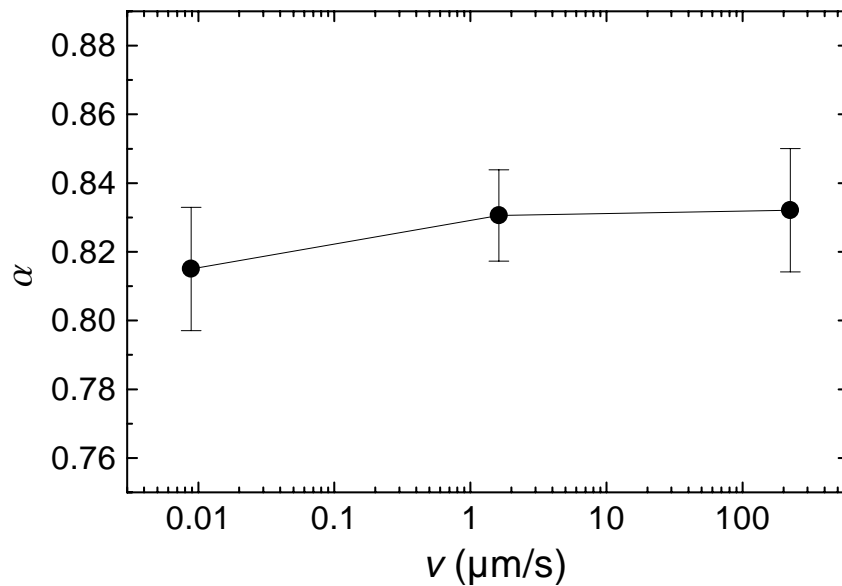


Abbildung 4.16: Geschwindigkeitsabhängigkeit des Rauigkeitsexponenten α von experimentell beobachteten isotropen Domänenwänden.

sie über viele Längenskalen hinweg die gleichen Skaleneigenschaften. Dieses liegt u.a. darin begründet, daß das Auge sich vor allem durch die größten erkennbaren Grenzflächenstrukturen leiten läßt, welche nicht in den Rauigkeitsexponenten α eingehen, da dieser im Grenzbereich kleiner Längenskalen ermittelt wird.

Um die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Exponenten zu untersuchen, wurden diese Auswertungen an der Zeitentwicklung isotroper Domänenwandstrukturen in verschiedenen äußeren Feldern durchgeführt (Abbildungen 4.15 und 4.16). Es zeigt sich, daß der Wert des Rauigkeitsexponenten α nur sehr schwach vom angelegten Feld bzw. der Domänenwandgeschwindigkeit abhängt. Entgegen dem erwarteten Verhalten scheint α sogar leicht mit dem Feld anzusteigen, wobei dieser Trend sich noch im Bereich der Streuung der Meßwerte befindet. Offensichtlich befindet sich das System im experimentell zugänglichen Feldbereich noch hinreichend nahe am Depinning-Übergang, so daß die Grenzflächenmorphologie dominant von den Auswirkungen der Unordnung und nicht durch das treibende Feld bestimmt wird. Dies ist insofern bemerkenswert, als bei diesen Untersuchungen ein Geschwindigkeitsintervall von über vier Größenordnungen abgedeckt wurde.

4.2.4 Skaleneigenschaften anisotroper Domänenformen in Pt/Co/Pt-Dreifachschichten

In Kapitel 3.3.2 wurde deutlich, in welchem hohem Maße die Domänenwandpropagation von der Art der für das Pinning verantwortlichen Defektstrukturen abhängt. Die durch die Austauschkopplung bedingten elastischen Eigenschaften führen dazu, daß magnetische Domänenwände besonders sensitiv auf räumlich korrelierte Pinningstrukturen sind. Es ist unmittelbar ersichtlich, daß dabei die Stärke der Korrelationen und die Längenskala, auf der sie auftreten, eine entscheidende Rolle spielen.

Bei den Filmen auf vicinalen MgO (111)-Substraten existieren aufgrund der regelmäßigen Stufenkantenkonfiguration Pinningzentren mit starken räumlichen Korrelationen, welche deutlich anisotrop sind. Anschaulich bedeutet dies, daß die charakteristische Längenskala sich wiederholender Pinningstrukturen, d.h. der Abstand aufeinanderfolgender starker Pinningzentren, von der betrachteten Rich-

4. SKALENEIGENSCHAFTEN MAGNETISCHER GRENZFLÄCHEN

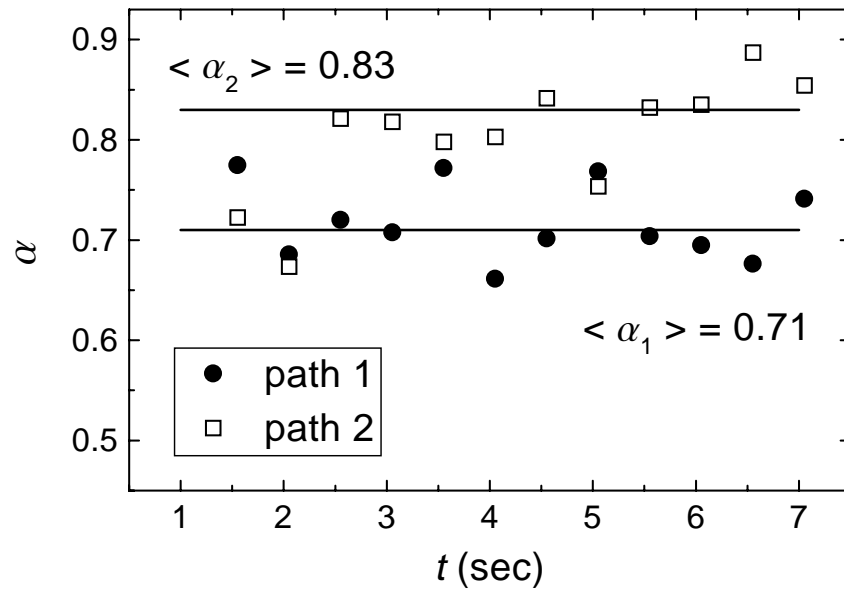


Abbildung 4.17: Rauigkeitsexponent α für zwei Wandabschnitte anisotroper Domänen. Der Mittelwert α_1 für den oberen Teil der Domänenwände (Pfad 1) liegt mit 0.71 signifikant niedriger als α_2 für den unteren Teil (Pfad 2).

tung abhängt. Es ist deshalb zu vermuten, daß die in diesen Strukturen gepinnten Domänenwände je nach Orientierung unterschiedliche Skaleneigenschaften besitzen. Schon beim Betrachten der anisotropen Domänenformen mit bloßem Auge (Abbildung 4.3) erscheint jeweils der obere Teil der Domänenwände deutlich 'glatter' als der untere. Die in Polarkoordinaten aufgetragene Höhenlinie hierzu bestätigt diesen Eindruck (Abbildung 4.4): Die Modulationen über der gemittelten Höhenlinie sind für negative Polarwinkel ($\hat{=}$ unterer Teil der Domänenwand) wesentlich stärker ausgeprägt als für positive Polarwinkel ($\hat{=}$ oberer Teil der Domänenwand).

Um diesen subjektiven Eindruck quantitativ zu bestätigen, wurden die anisotropen Domänenwandkonfigurationen der in Abbildung 3.18 gezeigten Zeitentwicklung jeweils in zwei Wandabschnitte unterteilt und eine getrennte Skalenanalyse durchgeführt. Der erste Abschnitt (Pfad 1) enthält hierbei die beiden oberen 'Schenkel' der dreiecksförmigen Domänenwand. Der zweite Abschnitt umfaßt den unteren Teil der Domänenwand. Die mehr oder weniger gewölbten

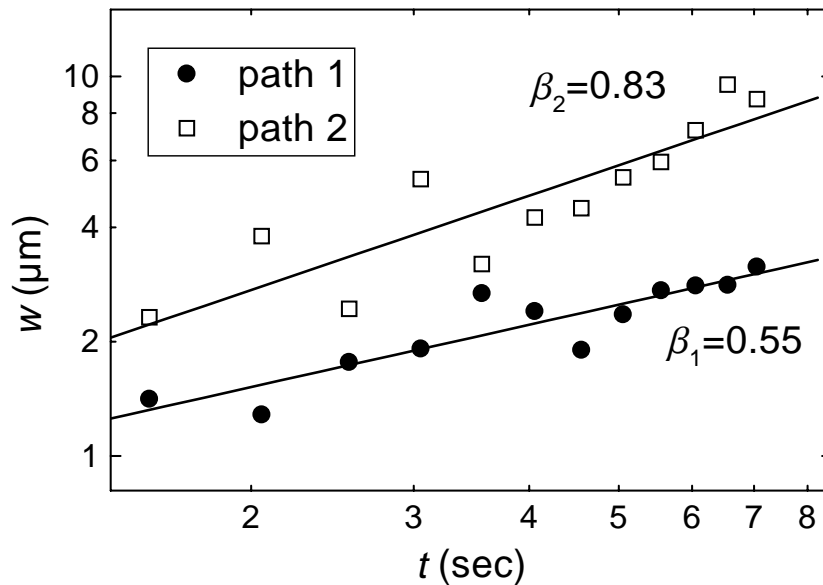


Abbildung 4.18: Zeitentwicklung der mittleren Rauigkeit w für zwei Wandabschnitte anisotroper Domänen. Aus der Steigung der Fitgeraden in doppeltlogarithmischer Auftragung ergibt sich für den oberen Teil der Domänenwand (Pfad 1) ein β von 0.55 und für den unteren Teil (Pfad 2) ein β von 0.83.

Wandabschnitte wurden mit Hilfe des im Abschnitt 4.2.1 vorgestellten Formalismus parametrisiert. Aufgrund der relativ geringen Systemgröße lieferte diese Parametrisierung je nach Wahl des Domänenmittelpunkts bzw. ρ_0 bei der folgenden Skalenanalyse leicht unterschiedliche dynamische Koeffizienten. Um etwaige Artefakte zu vermeiden, wurden deshalb für den jeweiligen Wandabschnitt zu jedem Meßzeitpunkt neun verschiedene Mittelpunkte festgelegt¹ und eine separate Skalenanalyse durchgeführt. Für die Bestimmung der dynamischen Koeffizienten wurden die Ergebnisse der neun Einzelanalysen gemittelt.

In Abbildung 4.17 sind die Rauigkeitsexponenten α der beiden Wandabschnitte (Pfade) für alle gemessenen Zeitpunkte dargestellt. Es stellt sich heraus, daß der erste Pfad mit $\alpha_1 = 0.71$ im Mittel einen systematisch niedrigeren Rauigkeitskoeffizienten besitzt als der zweite Pfad mit $\alpha_2 = 0.83$. Die Skalenanalyse

¹Als Mittelpunkte wurden Punkte mit den Koordinaten $(x_S + \Delta x, y_S + \Delta y)$ gewählt, wobei (x_S, y_S) der Schwerpunkt der Domäne ist, und Δx und Δy Werte von +10%, 0% und -10% der Domänenbreite bzw. der Domänenhöhe annehmen.

4. SKALENEIGENSCHAFTEN MAGNETISCHER GRENZFLÄCHEN

bestätigt also den subjektiven visuellen Eindruck, daß die Domänenwände am oberen Teil der Domänen eine deutlich geringere Rauigkeit aufweisen als am unteren Teil. Der zweite Skalenexponent β , welcher aus der Zeitentwicklung der mittleren Rauigkeit w extrahiert werden kann, ergibt sich für den ersten, 'glatteren' Pfad zu $\beta_1 = 0.55$ und für den zweiten Pfad zu $\beta_2 = 0.83$ (Abbildung 4.18).

Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung der strukturellen und magnetischen Eigenschaften von epitaktischen dünnen Co/Pt-Vielfachschichten und Pt/Co/Pt-Heterostrukturen. Diese dünnen Filme bestehen aus einer (periodischen) Abfolge von Pt- und Co-Schichten, welche auf ein geheiztes kristallines Substrat aufgebracht werden. Für Co-Schichtdicken unter 1 nm besitzen diese Filme eine senkrechte magnetische Anisotropie, d.h. die leichte Magnetisierungsrichtung liegt parallel zur Oberflächennormalen der Schicht. Darüber hinaus zeigt die Materialklasse aus Co/Pt-Schichtstrukturen und Co-Pt-Legierungen große magneto-optische Effekte im blauen Wellenlängenbereich. Co/Pt-Schichtstrukturen stellen somit ein vielversprechendes Speichermedium für zukünftige magneto-optische Datenspeichertechnologien dar.

In solchen ultradünnen magnetischen Filmen zeigen die magnetischen Eigenschaften unter anderem eine starke Abhängigkeit von der strukturellen Unordnung innerhalb der Filme. Diese strukturelle Unordnung besteht ganz allgemein aus Abweichungen von der idealen Lagen- bzw. Kristallstruktur, welche durch die Eigenschaften der Substratoberfläche und die epitaktischen Wachstumsprozesse bedingt sind und dementsprechend sowohl innerhalb der einzelnen Schichten (kristalline Versetzungen, Punktdefekte) als auch an den Grenzflächen (Rauigkeiten, Interdiffusion, Stufenkanten) auftreten können.

Die Unordnung in den Schichten wirkt sich unmittelbar auf das mesoskopische Ummagnetisierungsverhalten der Proben aus. Hierbei stellen mikroskopische Defektstrukturen, wie z.B. kristalline Versetzungen, Korngrenzen oder Stufenkanten, Störungen des magnetischen Systems dar, welche die Bildung von magnetischen Domänen und deren Dynamik während der Ummagnetisierung unmittelbar beeinflussen. Zentrales Ziel dieser Arbeit ist es, am Beispiel von Co/Pt-

ZUSAMMENFASSUNG

Heterostrukturen durch gezielte Veränderung der Mikrostruktur der Filme die Auswirkung spezifischer Defektstrukturen auf das mikromagnetische Verhalten zu untersuchen.

Im ersten Teil dieser Arbeit werden die strukturellen Eigenschaften der Filme untersucht. Als Substratmaterial wurden MgO (111)-Einkristalle verwendet, deren Oberflächenqualität kontrolliert verändert werden konnten. Durch ein zusätzliches Politurverfahren wurden Substrate (A-Proben) hergestellt, welche gegenüber industriell behandelten Substraten (B-Proben) einen wesentlich höheren Grad kristalliner Ordnung an der Oberfläche aufweisen. Mittels DC-Magnetron Sputtern wurde auf das Substrat zunächst eine Pt-Pufferschicht und danach eine periodische Abfolge von Co- und Pt-Schichten mit einer Gesamtzahl von bis zu 14 Bilagen aufgebracht. Hierbei wurden Präparationsserien durchgeführt, in welchen die Dicke der Pt-Lagen bzw. der Co-Lagen systematisch verändert wurden.

Anhand der Untersuchungen der Zwischenlagenstruktur mittels spekularer Kleinwinkel-Röntgendiffraktometrie zeigt sich, daß die Qualität der Grenzfläche zwischen Substrat und Pt-Pufferschicht in erheblichem Maße durch die zusätzliche Substratpolitur verbessert wird. Demgegenüber sind die gemittelten Rauigkeiten der Co/Pt-Grenzflächen weitestgehend unbeeinflusst von der Substratvorbehandlung. Anhand von Vierkreis-Röntgendiffraktometrie wurde der durch die raue Grenzflächenstruktur diffus gestreute Anteil des Röntgenlichtes analysiert. Unter der Annahme eines fraktalen Modells rauher Oberflächen können hieraus die Amplituden der Grenzflächenrauigkeiten in Abhängigkeit der lateralen Längenskala extrahiert werden. Es stellt sich heraus, daß unabhängig von der Qualität der Substratoberfläche die Co/Pt-Grenzfläche für Längenskalen oberhalb einer Korrelationslänge von 6 nm glatt erscheint und unterhalb davon eine fraktale Struktur besitzt. Für kürzere Längenskalen sind die Rauigkeiten zwischen benachbarten Grenzflächen völlig unkorreliert. Für Längenskalen oberhalb 6 nm wird die Grenzflächenstruktur in zunehmendem Maße während des Filmwachstums repliziert, und zwar um so mehr, je besser die Oberflächenqualität des Substrates ist. Es zeigt sich, daß die Unordnung an der Co/Pt-Grenzfläche unterhalb einer Längenskala von 6 nm allein durch die Wachstums- und Interdiffusionsprozesse zwischen der Co- und der Pt-Lage bestimmt ist nicht aber durch die Qualität der Substratoberfläche beeinflusst wird.

In allen Fällen zeigen die Vielfachschichten und Heterostrukturen ein epitaktisches Wachstum mit einer ausgeprägten (111)-Textur. Hierbei wird deutlich, daß der Grad der kristallinen Ordnung in hohem Maße von der Art des Politurverfahrens abhängt, mit welchem die MgO (111)-Substrate vor der Filmdeposition behandelt wurden. Filme, welche auf speziell nachpolierten Substraten aufgebracht wurden (A-Proben), zeigen ein langreichweitig geordnetes Kristallwachstum mit einer Kohärenzlänge größer als 450 nm. Durch die Bildung von Versetzungen im Film wird die laterale kristalline Kohärenz unterbrochen, so daß in den Rockingkurven ein diffuser Streuanteil mit einer Winkelverteilung von $\Delta\omega = 1^\circ$ bis 3° auftritt, welcher dem schmalen Kohärenzpeak ($\Delta\omega = 0.028^\circ$) überlagert ist. In Filmen, welche auf industriell behandelten Substraten abgeschieden wurden (B-Proben), tritt aufgrund einer wesentlich stärkeren Versetzungsdichte und der damit verbundenen Erniedrigung der Substrat-Epilagen Wechselwirkung keine langreichweitige kristalline Ordnung auf und die Rockingkurven zeigen ausschließlich einen diffusen Streuanteil.

Die Qualität der Substratoberfläche beeinflusst nicht nur den Grad der Textur sondern hat auch einen unmittelbaren Einfluß auf die Kristallsymmetrie der Filme in der Ebene. Die Pt-Schichten bilden einen *fcc*-Kristall, welcher bei einer (111)-Orientierung eine dreifache Symmetrie in der Filmebene besitzt. Die Bildung dieser dichtesten Kugelpackung kann durch zwei unterschiedlichen Atomstapelfolgen (*abc* oder *acb*) erfolgen, welche mit gleicher Wahrscheinlichkeit auftreten, solange die Symmetrie an der Substratoberfläche nicht gebrochen ist. Als Folge zeigen *fcc*-Filme im allgemeinen eine Verzwillingung aus *abc*- und *acb*-Wachstumsdomänen, welche jeweils eine dreizählige Symmetrie in der Filmebene besitzen, deren Kristallreflexe jedoch um 60° zueinander verdreht sind. Bei der Untersuchung der Kristallsymmetrie mit Hilfe von Vierkreis-Röntgendiffraktometrie beobachtet man durch die Überlagerung der Kristallreflexe beider Wachstumsdomänen im allgemeinen eine effektive sechszählige Symmetrie in der Ebene. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten B-Proben besitzen ebenfalls *in-plane* Reflexe mit sechszähliger Symmetrie, was darauf hindeutet, daß hier die beiden Wachstumsdomänen mit gleicher Wahrscheinlichkeit nukleieren. Im Falle der hochgeordneten A-Proben jedoch sind die Reflexintensitäten nicht mehr gleich verteilt, d.h. eine der beiden Stapelfolgen ist innerhalb des Films stärker ausge-

ZUSAMMENFASSUNG

prägt. Es zeigt sich, daß diese bevorzugte Nukleation einer bestimmten Wachstumsdomäne nur bei solchen Filmen auftritt, deren Substrate eine signifikante Oberflächen-Fehlorientierung aufweisen. Es wird vermutet, daß die Ursache für diese Symmetriebrechung zwischen den Wachstumsdomänen in der Ausbildung von mesoskopischen Oberflächenstrukturen (Facettierungen) der gestuften Substratoberfläche liegt.

Im zweiten Teil wurden die Auswirkungen der unterschiedlichen strukturellen Eigenschaften der Co/Pt-Vielfachschichten auf das Ummagnetisierungsverhalten im äußeren Feld untersucht. Zur Messung der Magnetisierungshysteresen wurde hierbei der magnetooptische Kerr-Effekt in polarer Geometrie genutzt. Die Ummagnetisierung der Co/Pt-Vielfachschichten aus dem gesättigten Zustand erfolgt im steigenden negativen äußeren Feld zunächst durch die Nukleation umgekehrter magnetischer Domänen. Bei weiter steigendem äußeren Feld wird die entstandene Domänenkonfiguration durch die Bewegung der Domänenwände zugunsten der umgekehrten magnetischen Domänen verändert, bis schließlich die negative Sättigungsmagnetisierung erreicht wird. Durch das Fahren von Kleinfeldhysteresen mit verschiedenen magnetischen Ausgangszuständen und das Aufnehmen der jeweiligen irreversiblen Suszeptibilitäten konnte die Verteilung der Energiebarrieren für die Nukleation bzw. die Domänenwandbewegung getrennt voneinander bestimmt werden. Hierbei wurden die Breite der Feldverteilungen in Abhängigkeit von der kristallinen Qualität bzw. der Defektdichte in den Filmen betrachtet. Die Domänenwandbewegung erfolgt über einen weiten Feldbereich und wird vor allem durch die Minimierung der Streufeldenergie gedämpft, welche im wesentlichen durch die Probengeometrie vorgegeben ist und nicht von der Defektdichte in den Filmen abhängt. Demgegenüber zeigt die Domänennukleation eine deutliche Abhängigkeit von der kristallinen Kohärenz und der Defektdichte der Co/Pt-Vielfachschichten. Die Verteilung der Nukleationsfeldstärken ist in den hochgeordneten A-Proben signifikant schmaler als in den B-Proben, welche eine bedeutend höhere Dichte kristalliner Versetzungen aufweisen. Als Folge dessen ist der Nukleationssprung in den Hysteresen der A-Proben wesentlich deutlicher ausgeprägt als in den B-Proben.

Pt/Co/Pt-Dreifachlagen besitzen während des Ummagnetisierungsprozesses kreisrunde magnetische Domänen mit Größen von bis zu einigen hundert Mikro-

metern und können mit Hilfe von optischer Kerr-Mikroskopie untersucht werden. Im dritten Abschnitt dieser Arbeit wurde deshalb die Nukleation dieser Domänen und die Propagation von Domänenwänden im äußeren Feld Kerr-mikroskopisch visualisiert. Die Nukleationsrate läßt sich in Abhängigkeit des äußeren Feldes im Rahmen eines thermisch aktivierten Prozesses mit einer Nukleationsenergie und einem Aktivierungsvolumen beschreiben. Im Bereich hoher Nukleationsfelder ($> 0.06 \text{ T}$) geht das System in ein anderes Regime über und die Nukleationsrate weicht deutlich vom thermisch aktivierten Verhalten ab. Die Domänenwandpropagation erfolgt bei konstantem äußeren Feld mit einer gleichbleibenden mittleren Geschwindigkeit. Die Feldabhängigkeit der Domänenwandgeschwindigkeit kann hierbei nicht durch einen thermisch aktivierten Prozess, sondern nur im Rahmen einer skalentheoretischen Betrachtung erklärt werden.

Im Falle von Pt/Co/Pt-Heterostrukturen auf nachbehandelten MgO (111)-Substraten mit einer Oberflächenfehlorientierung von bis zu 1.5° werden magnetische Domänen mit charakteristischer Dreiecksform beobachtet. Die Orientierung und die bevorzugte Propagationsrichtung der Domänenwände ist hierbei an die $\langle 11\bar{2} \rangle$ -Richtungen des MgO-Substrates gekoppelt. Zur Erklärung der anisotropen Domänenwandbewegung wird im Rahmen dieser Arbeit ein mikroskopischer Mechanismus vorgeschlagen, welcher das anisotrope Pinning von magnetischen Domänenwänden an mesoskopischen Stufen-Strukturen der Substratoberfläche beschreibt.

Diese Betrachtung geht davon aus, daß die (111)-Oberfläche des Substrates aufgrund der besonderen Spalteigenschaften des MgO-Kristalls in $\{100\}$ -Facetten unterteilt ist. Im Falle vicinaler (111)-Oberflächen bilden sich Stufenkanten aus, deren lateraler Verlauf durch die $\langle \bar{2}11 \rangle$ -Richtungen (die Projektionen der $\langle 100 \rangle$ -Richtungen auf die (111)-Ebene) vorgegeben ist. Liegt die durch den Politurprozeß hervorgerufene Fehlorientierung der Substratoberfläche entlang der $\langle 11\bar{2} \rangle$ -Richtung, so bildet sich ein fischgrätenartiges Muster aus Stufenkanten mit $\langle \bar{2}11 \rangle$ - bzw. $\langle 1\bar{2}1 \rangle$ -Orientierung, welche einen Winkel von 120° einschließen. Die Stufenkanten-Konfiguration des Substrats wird durch die nahezu ideal aufwachsende Pt-Pufferschicht repliziert. Wird auf die gestufte Pt-Oberfläche eine Co-Schicht mit einer Bedeckung im Sub-Monolagen-Bereich aufgebracht, so ist die Konzentration der Co-Atome an den Stufenkanten erhöht. Diese Modulation der

ZUSAMMENFASSUNG

Co-dicke resultiert in einer Abnahme der effektiven Anisotropiekonstanten des magnetischen Films in der Nähe der Stufenkanten. Da die Spins innerhalb einer Bloch-artigen Domänenwand parallel zur Filmebene ausgerichtet sind, wird die Gesamtenergie des magnetischen Systems durch die Lokalisation der Domänenwand an der Stufenkante minimiert. Somit wird durch den Dickengradient des Co ein Energiegradient für die Position der Domänenwand erzeugt, welcher die bevorzugte Domänenwandpropagation entgegengesetzt zur Fehlorientierung der Substratoberfläche zumindest qualitativ erklärt.

Um die anisotrope Domänenwandbewegung quantitativ zu beschreiben, wurde eine zweidimensionale numerische Simulation durchgeführt. Sie basiert auf einem Random-Field-Ising-Modell mit einem Ginzburg-Landau-artigen Hamiltonian. Dieses Modell beschreibt die Wechselwirkung eines mesoskopischen, nicht-erhaltenen Ordnungsparameters mit dem äußeren, homogenen Magnetfeld H und einem statischen, ortsabhängigen Feld $B(\vec{r})$, das die eingefrorene Unordnung des Systems repräsentiert. Zusätzlich zu den bisher in der Literatur beschriebenen Anwendungen dieses Modells wurde im Rahmen dieser Arbeit ein weiteres effektives Feld $G(\vec{r})$ eingeführt, welches den Einfluß der Stufenkanten auf den Ordnungsparameter beschreibt. Dieses effektive Feld modelliert die lokale Variation der effektiven Anisotropiekonstanten, die durch die Modulation der Co-Dicke hervorgerufen wird. Mit Hilfe einer Diskretisierung des Systems auf ein Quadratgitter und unter Annahme einer Langevin-Dynamik wurde die Zeitentwicklung von magnetischen Domänen iterativ simuliert, wobei die relevanten Simulationsparameter so gewählt wurden, daß die Morphologie der simulierten Domänen die gleichen Skaleneigenschaften aufweisen wie die experimentell gemessenen. Unter Annahme einer lateralen Anordnung der Substrat-Stufenkanten in Form eines Fischgrätenmusters können im Rahmen dieses veränderten Random-Field-Ising-Modells die experimentell beobachteten charakteristischen anisotropen Domänenformen in exzellenter Weise numerisch reproduziert werden.

Zum Finden der realistischen Simulationsparameter wurden die fraktalen Eigenschaften der experimentell beobachteten Domänenwandmorphologien mit den simulierten verglichen. Die skalentheoretische Analyse und die Extraktion der Skalensexponenten ist im abschließenden vierten Kapitel dieser Arbeit beschrieben. Für die Domänenwände von Pt/Co/Pt-Schichten wird in guter Überein-

stimmung mit der Literatur für kreisrunde Domänen ein Rauigkeitsexponent α von 0.83 und ein dynamischer Exponent z von 1.43 ermittelt. Im Falle der anisotropen Domänenformen werden jedoch signifikante Abweichungen von diesen Werten gefunden, je nachdem, ob sich die Domänenwand entlang der Stufenkantenrichtung verläuft oder nicht. Diese Ergebnisse machen deutlich, daß für das dynamische Skalenverhalten elastischer Strings, welche sich in einem System mit eingefrorener Unordnung befinden, die räumliche Korrelation dieser Unordnung eine entscheidende Rolle spielt.

Literaturverzeichnis

- [And92] W. Andrä, H. Danan, L. Fritzsche, R. Mattheis, B. Solcher und F. Thrum, *J. Magn. Magn. Mater.* **113**, 155 (1992).
- [Bad86] S. D. Bader, E. R. Moog und P. Grünberg, *J. Magn. Magn. Mater.* **53**, L295 (1986).
- [Bad87] S. D. Bader und E. R. Moog, *J. Appl. Phys.* **61**, 3729 (1987).
- [Bad91] S. D. Bader, *J. Magn. Magn. Mater.* **100**, 440 (1991).
- [Bai88] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich und J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [Bar97] Barnas et al, *J. Appl. Phys.* **82**, 3950 (1997).
- [Ber58] F. Bertaut, *Compt. Rendu.* **246**, 3447 (1958).
- [Bet92] E. Betzig, J. K. Trautman, R. Wolfe, E. M. Gyorgy, P. L. Finn, M. H. Kryder und C.-H. Chang, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 142 (1992).
- [Boe96] D. K. G. de Boer und A. J. G. Leenaers, *Physica B* **221**, 18 (1996).
- [Bor99] H. J. Borg und R. van Woudenberg, *J. Magn. Magn. Mater.* **193**, 519 (1999).
- [Bra89] A. J. Bray, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2841 (1989).
- [Bro88] F. J. A. den Broeder, D. Kuiper, A. P. van de Mosselaer und W. Hoving, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2769 (1988).

- [Bro89] F. J. A. den Broeder, D. Kuiper, H. C. Donkersloot und W. Hoving, Appl. Phys. A **49**, 507 (1989).
- [Bro91] F. J. A. den Broeder, W. Hoving und P. J. H. Bloemen, J. Magn. Magn. Mater. **93**, 562 (1991).
- [Bru89] P. Bruno, Phys. Rev. B **39**, 865 (1989).
- [Bru90] P. Bruno, G. Bayreuther, P. Beauvillain, C. Chappert, G. Lugert, D. Renard, J. P. Renard und J. Seiden, J. Appl. Phys. **68**, 5759 (1990).
- [Bru91] P. Bruno und C. Chappert, Phys. Rev. Lett. **67**, 1602 (1991).
- [Bru96] J. A. Brug, L. Tran, M. Bhattacharyya, J. H. Nickel, T. C. Anthony und A. Jander, J. Appl. Phys. **79**, 4491 (1996).
- [Car88] P. F. Carcia, J. Appl. Phys. **63**, 5066 (1988).
- [Car93] P. F. Carcia, Z. G. Li und W. B. Zeper, J. Magn. Magn. Mater. **121**, 452 (1993).
- [Car96] P. F. Carcia, D. Coulman, R. S. McLean und M. Reilly, J. Magn. Magn. Mater. **164**, 411 (1996).
- [Cha88] C. Chappert und P. Bruno, J. Appl. Phys. **64**, 5763 (1988).
- [Cha95] W. A. Challener, J. Phys. Chem. Solids **56**, 1499 (1995).
- [Cox85] P. A. Cox und A. A. William, Surface Sci. **152/153**, 791 (1985).
- [Daa90] G. H. O. Daalderop, P. J. Kelly und M. F. H. Schuurmans, Phys. Rev. B **42**, 7270 (1990).
- [Daa92] G. H. O. Daalderop, P. J. Kelly und F. J. A. den Broeder, Phys. Rev. Lett. **68**, 682 (1992).
- [Dar14] C. G. Darwin, Philos. Mag. **27**, 315 (1914).

LITERATURVERZEICHNIS

- [Did99] G. Didrichsen, W. R. Hendren, R. Atkinson, R. J. Pollard und I. W. Salter, *J. Magn. Magn. Mater.* **198-199**, 558 (1999).
- [Don92] D. M. Donnet, J. N. Chapman, H. W. van. Kesteren und W. B. Zeper, *J. Magn. Magn. Mater.* **115**, 342 (1992).
- [Don93] D. M. Donnet, V. G. Lewis, J. N. Chapman, K. O'Grady und H. W. van. Kesteren, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **26**, 1741 (1993).
- [Dra87] H. J. G. Draaisma und W. J. M. de Jonge, *J. Appl. Phys.* **62**, 3318 (1987).
- [Dre97] W P. Van Drendt und T. Suzuki, *J. Magn. Magn. Mater.* **175**, 53 (1997).
- [Dur97] C. Durcan, I. V. Shvets und J. C. Lodder, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 1323 (1997).
- [Eas78] J. M. Eastmen, *Phys. Thin Films* **10**, 167 (1978).
- [Ehr66] G. Ehrlich und F. G. Hudda, *J. Chem. Phys.* **44**, 1039 (1966).
- [Elm94] H. J. Elmers, J. Hauschild, H. Höche, U. Gradmann, H. Bethge, D. Heuer und U. Köhler, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 898 (1994).
- [Fal93] C. M. Falco und J. M. Slaughter, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 2 (1993).
- [Fam85] F. Family und Tamás Vicsec, *J. Phys. A* **18**, L75 (1985).
- [Fam90] F. Family, *Physica A* **168**, 561 (1990).
- [Fer95] J. Ferré, M. Nývlt, G. Pénissard, V. Prosser, D. Renard und Š. Višňovský, *J. Magn. Magn. Mater.* **148**, 281 (1995).
- [Fer97a] J. Ferré, V. Grolier, P. Meyer, S. Lemerle, A. Maziewski, E. Stefanowics, S. V. Tarasenko, V. V. Tarasenko, M. Kisielewski und D. Renard, *Phys. Rev. B* **55**, 15092 (1997).

- [Fer97b] J. Ferré, J.P. Jamet, J. Pommier, P. Beauvillain, C. Chappert, R. Megy und P. Veillet, *J. Magn. Mater.* **174**, 77 (1997).
- [Fer97c] S. Ferrer, J. Alvarez, E. Lundgren, X. Torrelles, P. Fajardo und F. Boscherini, *Phys. Rev. B* **56**, 9848 (1997).
- [Fis96] K. D. Fisher und C. S. Modin, *J. Appl. Phys.* **79**, 4502 (1996).
- [Flo83] N. Floquet und L. C. Dufour, *Surface Sci.* **126**, 543 (1983).
- [Ful92] E. E. Fullerton, I. K. Schuller, H. Vanderstraeten und Y. Bruynserade, *Phys. Rev. B* **45**, 9292 (1992).
- [Gao97a] X. Gao, D. W. Thompson und J. A. Woollam, *J. Appl. Phys.* **70**, 3203 (1997).
- [Gao97b] X. Gao, D. W. Glenn, S. Heckens, D. W. Thompson und J. A. Woollam, *J. Appl. Phys.* **80**, 4525 (1997).
- [Gee93] N. W. E. McGee, M. T. Johnson, J. J. de Vries und J. van de Stegge, *J. Appl. Phys.* **73**, 3418 (1993).
- [Gib93] A. Gibaud, R. A. Cowley, D. F. McMorrow, R. C. C. Ward und M. R. Wells, *Phys. Rev. B* **48**, 14463 (1993).
- [Gro94] V. Grolier, J. Ferré, M. Galtier und M. Mulloy, *J. Appl. Phys.* **76**, 6983 (1994).
- [Gru86] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky und H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
- [Gru94] P. Grütter und U. T. Dürig, *Phys. Rev. B* **49**, 2021 (1994).
- [Gui84] T. R. McGuire, J. A. Aboaf und E. Klokholm, *J. Appl. Phys.* **55**, 1951 (1984).
- [Guo95] G. Y. Guo und H. Ebert, *Phys. Rev. B* **51**, 12633 (1995).
- [Hai96] P. Haibach, *Diplomarbeit*, Darmstadt (1996).

LITERATURVERZEICHNIS

- [Hai99a] P. Haibach, J. Köble, M. Huth und H. Adrian, Thin Solid Films **336**, 168 (1999).
- [Hai99b] P. Haibach, J. Köble, M. Huth und H. Adrian, J. Magn. Magn. Mater. **198-199**, 752 (1999).
- [Has89] S. Hashimoto, Y. Ochiai und K. Aso, J. Appl. Phys. **66**, 4909 (1989).
- [Has93] S. Hashimoto, A. Maesaka, K. Fujimoto und K. Bessho, J. Magn. Magn. Mater. **121**, 471 (1993).
- [Hat96] T. K. Hatwar und C. F. Brucker, J. Appl. Phys. **79**, 5704 (1996).
- [Hat97] T. K. Hatwar, Y. S. Tyan und C. F. Brucker, J. Appl. Phys. **81**, 3839 (1997).
- [Hen76] V. E. Henrich, Surface Sci. **57**, 385 (1976).
- [Hes93] C. Heske, *Diplomarbeit*, Darmstadt (1993).
- [Hoh77] P. C. Hohenberg und B. I. Halperin, Rev. Mod. Phys. **49**, 435 (1977).
- [Hsi95] Y.-C. Hsieh und M. Mansuripur, J. Appl. Phys. **78**, 380 (1995).
- [Hub93a] A. Hubert und G. Traeger, J. Magn. Magn. Mater. **124**, 185 (1993).
- [Hub93b] A. Hubert, *24. Ferienkurs Jülich*, S. 34.1 (1993)
- [Hub93c] A. Hubert, *24. Ferienkurs Jülich*, S. 32.1 (1993)
- [Hun67] R. P. Hunt, J. Appl. Phys. **38**, 1652 (1967).
- [Jos96] M. Jost und K. D. Usadel, Phys. Rev. B **54**, 9314 (1996).
- [Jos98] M. Jost, J. Heimel und T. Kleinefeld, Phys. Rev. B **57**, 5316 (1998).
- [Kae96] M. Kämmerer, *Diplomarbeit*, Mainz (1996).
- [Kar86] M. Kardar, G. Parisi und Y. C. Zhang, Phys. Rev. Lett. **56**, 889 (1986).

- [Kat88] T. Katayama, Y. Suzuki, H. Awano, Y. Nishihara und N. Koshizuka, Phys. Rev. Lett. **60**, 1426 (1988).
- [Ker77] J. Kerr, Philos. Mag. **3**, 321 (1877).
- [Kir93] A. Kirilyuk, J. Ferré und D. Renard, Europhys. Lett. **24**, 403 (1993).
- [Kir97] A. Kirilyuk, J. Ferré, V. Grolier, J. P. Jamet und D. Renard, J. Magn. Magn. Mater. **171**, 45 (1997).
- [Kni98] G. Knight, Data Storage **5**, 23 (1998).
- [Koe98] J. Köble, *Diplomarbeit*, Mainz (1998).
- [Kot97] V. Kottler, N. Essaidi, N. Ronarch, C. Chappert und Y. Chen, J. Magn. Magn. Mater. **165**, 398 (1997).
- [Kra63] J. Kranz und A. Hubert, Z. Angew. Phys. **15**, 220 (1963).
- [Kri97] R. Krishnan, M. Nývlt und Š. Višňovský, J. Magn. Magn. Mater. **175**, 90 (1997).
- [Kry96] M. H. Kryder, W. Messner und L. R. Carley, J. Appl. Phys. **79**, 4485 (1996).
- [Lam96] D. N. Lambeth, E. M. T. Velu, G. Bellesis, L. L. Lee und D. Laughlin, J. Appl. Phys. **79**, 4496 (1996).
- [Lee90] C. H. Lee, R. F. C. Farrow, C. J. Lin, E. E. Marinero und C. J. Chien, Phys. Rev. B **42**, 11384 (1990).
- [Lee91] C. H. Lee, R. F. C. Farrow, B. D. Hermsmeier, R. F. Marks, W. R. Bennet, C. J. Lin, E. E. Marinero, P. D. Kirchner und C. J. Chien, J. Magn. Magn. Mater. **93**, 592 (1991).
- [Lem98] S. Lemerle, J. Ferré, C. Chappert, V. Mathet, T. Giamarchi und P. Le Doussal, Phys. Rev. Lett. **80**, 849 (1998).

LITERATURVERZEICHNIS

- [Lin91] C. J. Lin, G. L. Gorman, C. H. Lee, R. F. C. Farrow, E. E. Marinero, H. V. Do, H. Notarys und C. J. Chien, Phys. Rev. B **42**, 11384 (1990).
- [Lou97a] L. Louail, K. Ounadjela, M. Hehn, K. Khodjaoui, M. Gester, H. Danan und R. L. Stamps, J. Magn. Magn. Mater. **165**, 387 (1997).
- [Lou97b] L. Louail, K. Ounadjela und R. L. Stamps, J. Magn. Magn. Mater. **167**, L189 (1997).
- [Man82] B. B. Mandelbrot, *The Fractal Geometry of Nature*, Freeman, New York (1982).
- [Man88] M. Mansuripur, J. Appl. Phys. **63**, 5809 (1988).
- [Man91] M. Mansuripur, R. Giles und G. Patterson, J. Appl. Phys. **69**, 4844 (1991).
- [Maz85] G. F. Mazenko, O. T. Valls und F. Zhang, Phys. Rev. B **31**, 4453 (1985).
- [McI96] P. C. McIntyre, D. T. Wu und M. Nastasi, J. Appl. Phys. **81**, 637 (1996).
- [Mic86] P. F. Miceli, D. A. Neumann und H. Zabel, Appl. Phys. Lett. **48**, 24 (1986).
- [Mic95] P. F. Miceli und C. J. Palmstrøm, Phys. Rev. B **51**, 5506 (1995).
- [Mic96] P. F. Miceli, J. Weatherwax, T. Kentsel und C. J. Palmstrøm, Physica B **221**, 230 (1996).
- [Mid99] B. K. Middleton, J. Magn. Magn. Mater. **193**, 24 (1999).
- [Moo85] E. R. Moog und S. D. Bader, Superlattices Microstruct. **1**, 543 (1985).

- [Nak97a] S. Nakamura und S. Fasol, *The Blue Diode Laser*, Springer, Berlin (1997).
- [Nak97b] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsuhita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano und K. Chocho, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, L1568 (1997).
- [Nee54] L. Néel, *J. Phys. Radium* **15**, 225 (1954).
- [Now97a] U. Nowak, J. Heimel, T. Kleinefeld und D. Weller, *Phys. Rev. B* **56**, 8143 (1997).
- [Now97b] U. Nowak, *J. Appl. Phys.* **81**, 5579 (1997).
- [Nyv95] M. Nývlt, V. Prosser, Š. Višňovský, J. Ferré, D. Renard und R. Krishnan, *J. Magn. Magn. Mater.* **148**, 287 (1995).
- [Oik97] S. Oikawa, Y. Kato, S. Iwata und S. Tsunashima, *J. Magn. Magn. Mater.* **165**, 394 (1997).
- [Oni87] H. Onishi, C. Egawa, T. Aruga und Y. Iwasawa, *Surface Sci.* **191**, 479 (1987).
- [Par54] L. G. Parrat, *Phys. Rev.* **95**, 359 (1954).
- [Pan95] R. Panagio, H. Homma, P. C. Chow, S. C. Moss, Z. Barnea, S. S. P. Parkin und D. Cookson, *Phys. Rev. B* **52**, R17052 (1995).
- [Pen95] G. Pénissard, P. Meyer, J. Ferré und D. Renard, *J. Magn. Magn. Mater.* **146**, 55 (1995).
- [Pla98] R. Plass, J. Feller und M. Gajdardziska-Josifovska, *Surface Sci.* **414**, 26 (1998).
- [Plo94] W. M. Plotz und K. Lischka, *J. Phys. III France* **4**, 1503 (1994).
- [Pog94] I. S. Pogosova, J. V. Harzer, B. Hillebrands, G. Güntherodt, D. Guggi, D. Weller, R. F. C. Farrow und C. H. Lee, *J. Appl. Phys.* **76**, 908 (1994).

LITERATURVERZEICHNIS

- [Poj97] A. Pojani, F. Finocchi, J. Goniakowski und C. Noguera, *Surface Sci.* **387**, 354 (1997).
- [Pom90] J. Pommier, P. Meyer, G. Pénissard, J. Ferré, P. Bruno und D. Renard, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2054 (1990).
- [Reb95] S. Reber, *Diplomarbeit*, Darmstadt (1995).
- [Ref95] K. Refson, R. A. Wogelius, D. G. Fraser, M. C. Payne, M. H. Lee und V. Milman, *Phys. Rev. B* **52**, 10823 (1995).
- [Rei92] P.M. Reimer, H. Zabel, C. P. Flynn und J. A. Dura, *Phys. Rev. B* **45**, 11426 (1992).
- [Sal94] T. Salditt, T. H. Metzger und J. Peisl, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2228 (1994).
- [Sal95] T. Salditt, T. H. Metzger, Ch. Brandt, U. Klemradt und J. Peisl, *Phys. Rev. B* **51**, 5617 (1995).
- [Sat92] K. Sato, H. Hongu, H. Ikekame, J. Watanabe, K. Tsuzukiyama, Y. Togami, M. Fujisawa und T. Fukazawa, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 3603 (1992).
- [Sch69] R. L. Schwoebel, *J. Appl. Phys.* **40**, 614 (1969).
- [Sch93] G. Schütz, S. Stähler, M. Knülle, P. Fischer, S. Parkin und H. Ebert, *J. Appl. Phys.* **73**, 6430 (1993).
- [Sch96] P. Schicketanz, *Diplomarbeit*, Mainz (1996).
- [Sin88] S. K. Sinha, E. B. Sirota, S. Garoff und H. B. Stanley, *Phys. Rev. B* **38**, 2297 (1988).
- [Spe99] D. E. Speliotis, *J. Magn. Magn. Mater.* **193**, 29 (1999).
- [Sta93] S. Stähler, G. Schütz, P. Fischer, M. Knülle, S. Rüegg, S. S. P. Parkin, H. Ebert und W. B. Zeper, *J. Magn. Magn. Mater.* **121**, 234 (1993).

- [Sta97] R. L. Stamps, L. Louail, M. Hehn, M. Gester und K. Ounadjela, *J. Appl. Phys.* **81**, 4751 (1997).
- [Sta99] S. Stavroyiannis, I. Panagiotopoulos, D. Niarchos, J. A. Christodoulides, Y. Zhang und G. C. Hadjipanayis, *J. Magn. Magn. Mater.* **193**, 181 (1999).
- [Suz92] Y. Suzuki, T. Katayama, S. Yoshida, T. Tanaka und K. Sato, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3355 (1992).
- [Tan91] L.-H. Tang und T. Nattermann, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2899 (1991).
- [Tai97] P. Tailhades, L. Bouet, L. Presmanes und A. Rousset, *J. Phys. IV France* **7**, C1-691 (1997).
- [Tar98] S. V. Tarasenko, A. Stankiewicz, V. V. Tarasenko und J. Ferré, *J. Magn. Magn. Mater.* **189**, 12 (1998).
- [Tas79] P. W. Tasker, *J. Phys. C* **112**, 4977 (1979).
- [Tat97] C. J. Tatnall, J.P. Schille, P. J. Grundy und D. G. Lord, *J. Magn. Magn. Mater.* **165**, 391 (1997).
- [Tat98] C. J. Tatnall, D. E. Joyce, P. J. Grundy, J.-P. Schille und G. van der Laan, *J. Magn. Magn. Mater.* **177-181**, 1181 (1998).
- [Tra99] C. Train, P. Beauvillain, V. Mathet, G. Pénissard und P. Veillet, *J. Appl. Phys.* **86**, 3165 (1999).
- [Tsa98a] J. S. Tsay und C. S. Shern, *Surface Sci.* **336**, 313 (1998).
- [Tsa98b] J. S. Tsay und C. S. Shern, *Surface Sci.* **336**, 319 (1998).
- [Uba96] S. Uba, L. Uba, A. N. Yaresko, A. Ya. Perlov, V. N. Antonov und R. Gontarz, *Phys. Rev. B* **53**, 6526 (1996).
- [Uba99] L. Uba, S. Uba, A. N. Yaresko, A. Ya. Perlov, V. N. Antonov und R. Gontarz, *J. Magn. Magn. Mater.* **193**, 159 (1999).

LITERATURVERZEICHNIS

- [Ume96] K. Umeda, Y. Fujiwara, T. Matsumoto, K. Nakagawa und A. Itoh, J. Magn. Magn. Mater. **156**, 75 (1996).
- [Usa93] K. D. Usadel und M. Jost, J. Phys. A **26**, 1783 (1993).
- [Van91] H. Vanderstraeten, *Dissertation*, Leuven (1991).
- [Vic92] T. Vicsek, *Fractal Growth Phenomena*, World Scientific, Singapur (1992).
- [Vis95] Š. Višňovský, M. Nývlt, V. Prosser, R. Lopusník, R. Urban, J. Ferré, G. Pénissard, D. Renard und R. Krishnan, Phys. Rev. B **52**, 1090 (1995).
- [Voi08] W. Voigt, *Magneto- und Electrooptic*, B. G. Teubner, Leipzig (1908).
- [Wel91] D. Weller, W. Reim, K. Spörl und H. Brändle, J. Magn. Magn. Mater. **93**, 183 (1991).
- [Wel94] D. Weller, Y. Wu, J. Stöhr, M. G. Samant, B. D. Hermsmeier und C. Chappert, Phys. Rev. B **49**, 12888 (1994).
- [Wol92] D. Wolf, Phys. Rev. Lett. **68**, 3315 (1992).
- [Wu99a] T. Wu, J. C. A. Huang, L. C. Wu, L. X. Ye und J. Q. Lu, J. Magn. Magn. Mater. **193**, 136 (1999).
- [Wu99b] T. Wu, J. C. Wu, B. M. Chen und H. P. Shieh, J. Magn. Magn. Mater. **202**, 62 (1999).
- [Yam97] K. Yamamoto, K. Osato, F. Maeda und T. Watanabe, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 456 (1997).
- [Yan93] Y. J. Yang und M. R. Scheinfein, J. Appl. Phys. **74**, 6810 (1993).
- [Yon63] Y. Yoneda, Phys. Rev. **131**, 2010 (1963).
- [You98] C.-Y. You und S. C. Shin, J. Appl. Phys. **84**, 541 (1998).

- [Yu94] Y. K. Yu, N. N. Pang und T. Halpin-Healy,
Phys. Rev. E **50**, 5111 (1994).
- [Zak90] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu und S. D. Bader,
J. Magn. Magn. Mater. **89**, 107 (1990).
- [Zep89] W. B. Zeper, F. J. A. M. Greidanus, P. F. Garcia und C. R. Fincher,
J. Appl. Phys. **65**, 4971 (1989).
- [Zep91] W. B. Zeper, H. M. van Kestern, B. A. J. Jacobs, J. H. M. Spruit
und P. F. Carcia, J. Appl. Phys. **70**, 2264 (1991).
- [Zho97] G. Zhou, S. Bonham und C. P. Flynn,
J. Phys: Condens. Matter. **9**, L671 (1997).

Liste der Publikationen

Step-Edge Induced Anisotropic Domain-Wall Propagation.

P. Haibach, M. Huth und H. Adrian, Phys. Rev. Lett. **84**, 1312 (2000).

MgO Surface Microstructure and Crystalline Coherence of Co/Pt-Superlattices.

P. Haibach, J. Köble, M. Huth und H. Adrian, Thin Solid Films **336**, 168 (1999).

Controlling the Intralayer Structure of Co/Pt-Superlattices.

P. Haibach, J. Köble, M. Huth und H. Adrian,
J. Magn. Magn. Mater. **198-199**, 752 (1999).

Thin Film Preparation of the Low Charge Carrier Density Kondo System CeSb.

H. Meffert, J. Oster, P. Haibach, M. Huth und H. Adrian,
Physica B **259-261**, 298 (1999).

Tunneling into Epitaxial UPd₂Al₃ Thin Films.

M. Jourdan, M. Huth, P. Haibach und H. Adrian,
Physica B **259-261**, 621 (1999).

Structural and Electrical Characterization of SrBi₂Nb₂O₉ Thin Films Deposited on YBa₂Cu₃O₇ and Nb Doped SrTiO₃.

Ch. Schwan, P. Haibach, G. Jakob, J. C. Martínez und H. Adrian,
J. Appl. Phys. **86**, 960 (1999).

Absence of Correlated Flux Pinning by Columnar Defects in Irradiated Epitaxial Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ Thin Films.

F. Hillmer, G. Jakob, P. Haibach, U. Frey, T. Kluge, H. Adrian, G. Wirth, E. Jäger und E. Schimpf, Physica C **311**, 11 (1999).

Flux-Flow Instability and its Anisotropy in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ Superconducting Films.

Z. L. Xiao, P. Voss-de Haan, G. Jakob, T. Kluge, P. Haibach, H. Adrian und E. Y. Andrei, Phys. Rev. B **59**, 1481 (1999).

Length-Scale Dependent Vortex-Antivortex Unbinding in Epitaxial $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ Films.

L. Miu, G. Jakob, P. Haibach, T. Kluge, U. Frey, P. Voss-de Haan und H. Adrian, Phys. Rev. B **57**, 3144 (1998).

Vortex-Liquid Entanglement in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ Films in the Presence of Quenched Disorder.

L. Miu, G. Jakob, P. Haibach, F. Hillmer, H. Adrian und C. C. Almasan, Phys. Rev. B **57**, 3151 (1998).

Simulation of Magnetic Relaxation Measurements of Tetragonal $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ and $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+y}$ Thin Films.

M. Holiastou, M. Pissas, D. Niarchos, P. Haibach, U. Frey und H. Adrian, Supercond. Sci. Technol. **11**, 1241 (1998).

Transversal Thermovoltages of (119) $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ Thin Films on Vicinal (110) SrTiO_3 Substrates.

P. Haibach, U. Frey, H. Adrian, F. Lankes und K. F. Renk, Physica C **282-287**, 655 (1997).

Preparation and X-Ray Pole-Figure Characterization of DC-Sputtered Bi-2201, Bi-2212 and Bi-2223 Thin Films.

M. Holiastou, V. Psyharis, D. Niarchos, P. Haibach, U. Frey und H. Adrian, Supercond. Sci. Technol. **10**, 712 (1997).

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Hermann Adrian für die Möglichkeit, meine Promotion in seiner Arbeitsgruppe durchführen zu können. Die von ihm geschaffene optimale apparative Ausstattung bildete die Grundlage für die Durchführung dieser Arbeit. Doch erst durch seine intensive fachliche (und moralische !) Unterstützung konnte das für die Arbeitsgruppe neue Projekt der metallischen Vielfachschichten erfolgreich realisiert werden. Ich danke Herrn Adrian dafür, daß er mir in den letzten fünf Jahren ermöglicht hat, professionelles wissenschaftliches Arbeiten zu erlernen.

In diesem Zusammenhang möchte ich mich vor allem bei Herrn Dr. Michael Huth bedanken, der dieses Projekt in herausragender Weise betreut hat. Michael ist ein phänomenaler Lehrer und Kollege, von dessen Wissen ich unendlich viel profitieren konnte. Ohne seinen wissenschaftlichen Weitblick und seine Fähigkeit, die Dinge im Zusammenhang zu sehen, wäre diese Arbeit an der Oberfläche geblieben.

Als ganz großen Glücksfall empfand ich die Zusammenarbeit mit meinem Diplomanden Jürgen Köble, ohne den ein maßgeblicher Teil dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Er ist zwar eine alte Unke ('Ich bin skeptisch...'), doch wenn er sich etwas in den Kopf gesetzt hat, ist er nicht mehr aufzuhalten. Wer weiß, wie gut unsere Übergitter geworden wären, wenn er die Heizungs-drehung dem Motor überlassen hätte (smile). Ich denke, wir waren ein Spitzen-Team!

Ein großes Dankeschön auch an Pit Schicketanz und Martin Kämmerer, die die Vorarbeiten zu dieser Arbeit geleistet haben.

Bei Herrn Prof. Dr. Hans-Joachim Elmers möchte ich mich für die zahlreichen Diskussionen und Ideen bedanken, die uns auf die richtige 'Fährte' zur Erklärung der anisotropen Domänenwandpropagation gebracht haben.

Daß ich bei allem Ach und Weh die gute Laune (meistens) behalten habe, ist vor allem meinen Zimmerkollegen Holger (Horuga) Meffert, Christoph (Toff) Schwan und Patrick Voss-de Haan zu verdanken.

So, und ein ganz besonders dickes Dankeschön an Anja Herrmann und Jürgen Henrizi !! Ohne ihre tatkräftige Hilfe und technische Unterstützung wäre ich so manches mal am Ende der Fahnenstange angelangt. Ebenso möchte ich mich bei

Peter Becker und seinem Werkstatt-Team für die angenehme Zusammenarbeit und die unkomplizierte Hilfe bedanken.

Ich möchte allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Adrian für das angenehme Arbeitsumfeld und die unzähligen interessanten Diskussionen danken. Ich bin froh, daß neben aller 'Schaff' der Spaß nicht zu kurz gekommen ist. Es klingt zwar ein wenig kitschig, aber irgendwie habe ich mich wie in einer großen Familie gefühlt !

Mein allergrößter Dank jedoch geht an meine Freundin Katja und meine Eltern, die mich während der Promotion mit äußerstem Engagement unterstützt und mir jederzeit den Rücken freigehalten haben.

Diese Arbeit wurde vom Materialwissenschaftlichen Forschungszentrum Mainz (MWFZ) und durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft im Rahmen des SFB252 gefördert.

Lebenslauf

Geburtstag: 19.06.1970
Geburtsort: Eltville am Rhein
Familienstand: ledig
Nationalität: deutsch

Schulbildung:

1976 – 1980 Grundschule, Eltville
1980 – 1989 Gymnasium, Rheinauschule in Geisenheim
Allgemeine Hochschulreife

Wehrdienst:

06/1989 – 08/1990 Panzerartilleriebatallion in Lahnstein

Studium:

10/1990 Immatrikulation in den Fachbereich Physik der
Technischen Hochschule Darmstadt
09/1992 Vordiplom
09/1993 – 05/1994 Auslandsstudium der Physik am
Royal Institute of Technology, Stockholm
09/1996 Diplom, Thema der Arbeit: *Präparation und physikalische
Eigenschaften dünner $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ -Filme in
(100)-, (119)- und (001)-Orientierung*
10/1996 Beginn der Promotion am Fachbereich Physik der
Johannes Gutenberg-Universität, Mainz
10/1996 – 10/1999 Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Physik
der Johannes Gutenberg-Universität, Mainz
ab 10/1999 Technologie-Entwicklung von Halbleiter-Speicherchips
bei Infineon Technologies, Dresden
06/2000 Promotion zum Dr. rer. nat.,
Tag der mündlichen Prüfung 21.06.2000

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides Statt, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Bisher habe ich noch keinen Promotionsversuch unternommen.

Mainz, im März 2000