

**Amorphe weichmagnetische
CoFeNiSiB-Detektionsschichten
in Spinventilen**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Andrea Regina Käufler
aus
Mindelheim

Göttingen 2002

D7

Referent: Prof. Dr. Konrad Samwer
Korreferent: Prof. Dr. Klaus Bärner
Tag der mündlichen Prüfung: 16.05.02

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	5
1 Grundlagen	7
1.1 Indirekte Zwischenlagenkopplung	7
1.2 Austauschaufspaltung und Spinpolarisation	11
1.3 Magnetowiderstand	12
1.4 Realisierung von paralleler und antiparalleler Ausrichtung der Magnetisierung	14
1.5 Spinabhängiges Tunneln	20
1.6 Magnetische Zwischenlagenkopplung	24
1.7 Magnetostriktion	29
1.8 Magnetismus in amorphen Systemen	30
1.9 Elektronische Struktur und Magnetismus von Co-reichen amorphen Legierungen	32
1.10 Hysterese in schwerer und leichter Richtung	33
2 Experimentelles	36
2.1 Deposition der Schichten	36
2.2 Differential-Kalorimetrie (DSC)	38
2.3 Röntgenbeugung	38
2.4 Transmissionselektronenmikroskop (TEM)	41
2.5 Rastertunnelmikroskop (STM) und Rasterkraftmikroskop (SFM)	41
2.6 Magnetische Messungen	42
2.7 Magnetooptischer Kerr-Effekt (MOKE)	43
2.8 Messung des spezifischen Widerstands	44
2.9 Proben temperung	46
3 CoFeNiSiB-Einfachlagen	47
3.1 Ergebnisse	47
3.1.1 Deposition	47
3.1.2 Transmissionselektronenmikroskop- und Röntgenmessungen	48
3.1.3 DSC-Untersuchung	51
3.1.4 Magnetische Eigenschaften	52
3.1.5 Kerrmikroskopie	55
3.1.6 Abhängigkeit vom Sputterdruck	55
3.1.7 Anisotropie bei festem Einfallswinkel	56

3.1.8	Dünne Einfachlagen mit unterschiedlichen Buffer- und Deck-	59
3.1.9	Auslagerung unter anliegendem Magnetfeld	64
3.2	Diskussion	66
4	CoFeNiSiB/Cu-Multilagen	74
4.1	Ergebnisse	74
4.1.1	Röntgenuntersuchungen	74
4.1.2	Magnetische Eigenschaften	78
4.1.3	Thermomagnetische Messungen	80
4.2	Diskussion	83
5	CoFeNiSiB/Cu/Co-Spinventile	85
5.1	Magnetowiderstand	85
5.1.1	Spin-Ventile auf Ta-Bufferlage	87
5.1.2	Interfacial Dusting	88
5.2	Magnetische Kopplung	91
5.2.1	STM-Untersuchungen	91
5.2.2	Magnetische Eigenschaften	93
5.2.3	Spin-Ventile auf Ta-Bufferlage	95
5.2.4	Kopplungsfeld bei tiefen Temperaturen	98
5.2.5	Interfacial Dusting	101
5.3	Diskussion	102
6	TMR-Schichten mit weichmagnetischer CoFeNiSiB-Elektrode	105
6.1	Ergebnisse	105
6.1.1	Magnetische Messungen	106
6.1.2	Tunnelkennlinie	107
6.1.3	Magneto-resistive Messungen	109
6.2	Diskussion	109
	Zusammenfassung und Ausblick	112

Einleitung

Magnetische Materialien sind aus unserer hochzivilisierten Welt nicht mehr wegzudenken: sie sind Bestandteil von Transformatoren, Motoren und Sensoren. In den 80er Jahren wurde es möglich, durch Sputter- und Aufdampftechniken äußerst dünne magnetische Schichten zu realisieren mit einer Einschränkung der vertikalen Abmessungen im nm-Bereich. Dadurch wurde die Entdeckung einer Vielzahl an neuen Phänomenen ermöglicht, die durch den wachsenden Einfluß der Oberflächen und Grenzflächen zustande kommen. Hierbei zu nennen wäre etwa die Grenzflächenanisotropie, aber auch gänzlich Neues wie die oszillierende Austauschkopplung zweier magnetischer Schichten über eine nichtmagnetische metallische Zwischenschicht, die durch deren Elektronensystem übermittelt wird [1] [2] [3].

Eng verknüpft mit den magnetischen Eigenschaften sind die Transporteigenschaften dieser Schichten. Sind zwei magnetische Schichten über eine metallische Zwischenschicht antiparallel gekoppelt und wird durch ein äußeres Feld diese Kopplung aufgebrochen und die Magnetisierung gesättigt, so kann eine deutliche Abnahme des Widerstands beobachtet werden. Dieser als Giant MagnetoResistance bezeichnete Effekt tritt aber auch dann auf, wenn durch das äußere Feld die relative Orientierung der Magnetisierungen beeinflusst werden kann. Dies kann etwa in sogenannten Spin-Ventilen realisiert werden mit zwei magnetischen Schichten von unterschiedlicher Koerzitivfeldstärke, die durch eine nichtmagnetische Zwischenlage getrennt sind, siehe Abb. 1. Die hartmagnetische Schicht stellt dabei die Referenzschicht dar mit einer festen Magnetisierungsrichtung, während eine weichmagnetische Detektionsschicht durch ein äußeres Feld ausgerichtet wird. Dieses Konzept bietet aufgrund seiner großen Empfindlichkeit bei kleinen Feldern ein breites Anwendungsspektrum wie etwa als magnetische Lesköpfe oder als Positions- und Winkeldetektoren.

Wird zwischen beiden magnetischen Lagen ein Isolator verwendet wie etwa Al_2O_3 , so kann ein Magnetowiderstandseffekt beobachtet werden aufgrund des spinabhängigen Tunnelns der Elektronen. Dieser TMR(tunneling magnetoresistance)-Effekt ist von der Anwendung her noch interessanter, da der Magnetowiderstand sehr hoch ist und da aufgrund des hohen Widerstands das Signal-Rausch-Verhältnis sehr günstig ist. Desweiteren können damit MRAM(magnetic random access memory)-Speicherzellen realisiert werden, die die Information nichtflüchtig, „nonvolatile“, speichern können.

Aufgrund seiner äußerst weichmagnetischen Eigenschaften ist als Detektionsschicht das Material der Wahl $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (Permalloy). Als Alternative bieten sich jedoch Co-basierte amorphe magnetische Lagen an, die für die Zusammensetzung

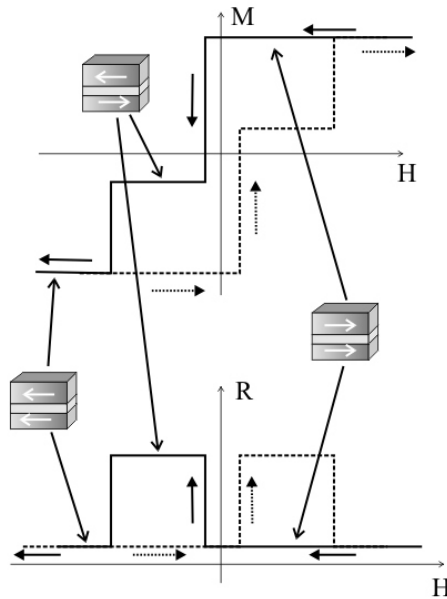


Abbildung 1: Schematischer Verlauf der Magnetisierung und des entsprechenden Widerstands eines Spinventil-Systems. Der Widerstand des Spinventils wird bestimmt durch die relative Orientierung der Magnetisierung der beiden ferromagnetischen Schichten.

$\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}$ eine große Sättigungsmagnetisierung und eine verschwindende Magnetostriktion zeigen.

Ziel der Arbeit war es, dünne amorphe Einfachschichten herzustellen und deren strukturelle und magnetische Eigenschaften, die Kristallisation und das Verhalten beim Tempern der Schichten zu untersuchen in Abhängigkeit von Lagendicke und mit verschiedenen Keim- und Deckschichten.

Desweiteren wurden Spinventile $\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{CoO}_x$ hergestellt zur Untersuchung der magnetoresistiven und magnetischen Eigenschaften im wie hergestellten Zustand und nach Auslagerung. Hierbei interessierte vor allem die zu beobachtende ferromagnetische Kopplung zwischen der hart- und weichmagnetischen Elektrode. Zusätzlich wurden in dieser Arbeit TMR-Systeme mit $\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}$ als Detektionsschicht hergestellt und mittels Transport- und magnetischer Messungen analysiert.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

Im ersten Kapitel werden einige grundlegende Phänomene des Magnetismus an dünnen Schichten vorgestellt, die speziell für das Verständnis unserer Spinventile wichtig sind. Im zweiten Kapitel wird auf die Herstellungs- und Untersuchungsmethoden eingegangen. Kapitel 3 und Kapitel 4 behandeln jeweils die $\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}$ -Einfachlagen und $\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}/\text{Cu}$ -Multilagen. In Kapitel 5 werden die Spinventile vorgestellt und Kapitel 6 handelt von den TMR-Systemen. Daran schließt sich eine Zusammenfassung an.

Kapitel 1

Grundlagen

1.1 Indirekte Zwischenlagenkopplung

Magnetische Schichten, die durch eine nichtmagnetische metallische Zwischenschicht getrennt sind, zeigen eine Kopplung der Magnetisierungen der Lagen zueinander durch die sogenannte Austauschkopplung über die Elektronen der Zwischenschicht. Diese Kopplung konnte 1986 erstmals an Fe/Cr-Multilagen [1] und Selten-Erd-Multilagen [2] [3] beobachtet werden. Nachdem daraufhin eine große Änderung des elektrischen Widerstands in Abhängigkeit der Ausrichtung der magnetischen Lagen zueinander an Fe/Cr-Multilagen beobachtet werden konnte [4] [5], der sogenannte **Giant Magnetoresistance (GMR)**, setzte wegen der möglichen technischen Anwendungen eine rege Forschungstätigkeit auf diesem Gebiet ein. 1990 zeigten systematische Untersuchungen an einer Reihe von Übergangsmetall-Multilagen eine in Abhängigkeit der Zwischenschicht oszillierende Austauschkopplung [6].

Dies ist ähnlich zur RKKY-Kopplung zwischen lokalisierten magnetischen Verunreinigungen in einer nichtmagnetischen Matrix. Einige frühe Modelle, die explizit auf der RKKY-Wechselwirkung beruhen und die Wechselwirkung zwischen zweidimensionalen magnetischen Verunreinigungen durch eine nichtmagnetische Schicht berechnen, sind zwar für den Magnetismus der Selten-Erd-Metalle sinnvoll [7] [8], dürfen aber in Hinblick auf den Bandmagnetismus der Übergangsmetalle nur vorsichtig angewendet werden. Ein alternativer Ansatz bietet eine Freie-Elektronen-Näherung mit austauschaufgespaltenen Bändern in den ferromagnetischen Schichten [9] [10], die auf Modelle mit allgemeiner Bandstruktur ausgeweitet werden kann [11] [12].

Der itinerante Charakter der Elektronen in den ferromagnetischen Übergangsmetallen mit seiner spinaufgespaltenen Bandstruktur bewirkt eine spinabhängige Reflektivität bei der Streuung an der paramagnetischen/ferromagnetischen Grenzfläche. Diese spinabhängige Reflektivität ist bedingt durch die unterschiedliche Passung der Elektronenbänder der Zwischenschicht an die Majoritäts- und Minoritätsbänder der ferromagnetischen Schichten, siehe Abb. 1.1. So sind die freien Zustände an der Fermienergie der Majoritätselektronen bei Co/Cu-Multilagen im Ferromagneten ähnlich der der Cu-Lage, wodurch die Majoritätselektronen an der Grenzfläche nur schwach gestreut werden, während durch die Anhebung der Co-Minoritätsbänder durch die Spinaufspaltung diese gute Übereinstimmung verloren geht und infolgedessen werden die Elektronen an der Grenzfläche stark gestreut. Für die Minoritätselektronen kommt es zur Ausbil-

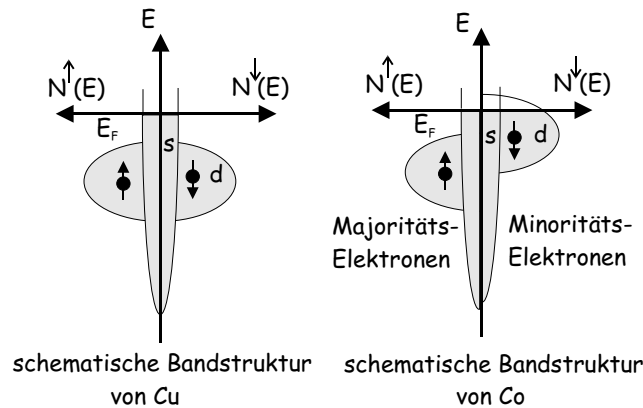


Abbildung 1.1: Schematische Zustandsdichte für Cu und Co. Die relativen Positionen der Bänder der spin-up- und spin-down-Elektronen bewirken eine spinabhängige Reflektivität an der Grenzfläche (nach [13] Kap.A4)

dung sogenannter *Quantum-Well*-Zustände [14], durch die spinabhängige Interferenz bilden sich für bestimmte Zwischenlagendicken stehende Elektronenwellen. Diese entstehen jedoch nur bei einer parallelen Ausrichtung der Magnetisierung der ferromagnetischen Lagen, da nur hier die Minoritätselektronen an beiden Grenzflächen gestreut werden. Bei antiparalleler Ausrichtung sind die Minoritätselektronen der einen ferromagnetischen Schicht die Majoritätselektronen der dazu antiparallel ausgerichteten ferromagnetischen Schicht, siehe Abb. 1.2. Für Elektronen mit einem festen Wellenvektor senkrecht zu den Lagen und einer bestimmten Zwischenlagendicke entsprechen diese *Quantum-Well*-Zustände diskreten, äquidistanten Energieniveaus, die stehenden Elektronenwellen entsprechen. Dabei muss bei der Ausbildung einer stehenden Elektronenwelle gelten $|k_{\perp}| = \frac{n\pi}{D}$ mit n als natürlicher Zahl und D als Zwischenlagendicke. Wird D vergrößert, verschieben sich die diskreten Energieniveaus nach unten. Jedesmal wenn ein Niveau die Fermienergie durchfährt, werden die dazugehörigen *Quantum-Well*-Zustände von den Elektronen besetzt und die Energie des Elektronensystems steigt an. Bei weiterem Abfall des Niveaus unter die Fermienergie sinkt die Energie wieder, bis das nächste Niveau sich der Fermienergie nähert. Damit oszilliert die Elektronenenergie in Abhängigkeit der Zwischenlagendicke bei der parallelen Ausrichtung der Magnetisierungen, während sie bei einer antiparallelen Ausrichtung konstant bleibt, siehe Abb. 1.3. Da das System den Zustand niedrigster Energie einnimmt, oszilliert die Ausrichtung der Magnetisierungsrichtungen zwischen parallel und antiparallel. Die Oszillationsperiode ist durch den Unterschied in der Zwischenlagendicke gegeben, bei denen zwei aufeinander folgende Energieniveaus die Fermienergie passieren, damit ist die Oszillationsperiode $\lambda = \frac{\pi}{|k_{\perp}|}$. Doch nicht alle Wellenvektoren an der Fermikante tragen gleichermaßen bei zu obiger Betrachtung; insbesondere sind diejenigen Wellenvektoren k_{\perp} bestimmend, die mit einer besonders großen Zustandsdichte verknüpft sind. Dies sind gerade diese, deren Längen sich durch Verschieben nur wenig ändert und

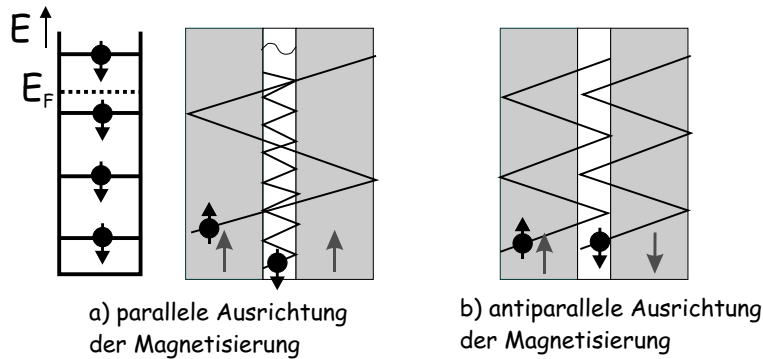


Abbildung 1.2: Verdeutlichung der spinabhängigen Reflektivität für a)parallele und b)antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung. Bei paralleler Ausrichtung kommt es zur Bildung der *Quantum-Well*-Zustände, deren diskrete Energiezustände durch die Zwischenlagendicke verschoben werden können(nach [13] Kap.A4)

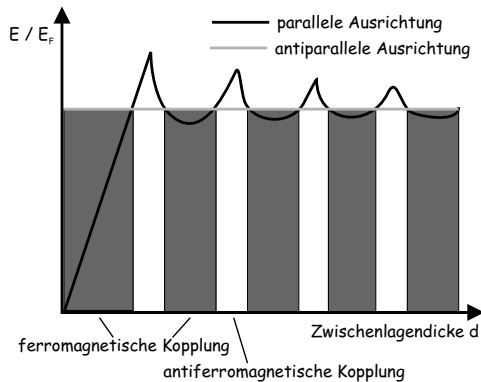


Abbildung 1.3: Energie des Elektronensystems in Abhängigkeit von der Zwischenlagendicke für parallele und antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung

sogenannten extremalen Spannvektoren $q_{\perp} = 2k_{\perp}$ entsprechen. In Abb.1.4 sind diese inneren Durchmesser an den Extremalstellen für die (001), (111) und (110)-Richtung von Cu eingezeichnet, die die Kopplungsperiode in diesen Richtungen bestimmen. Die Kopplung setzt sich zusammen aus den Beiträgen α der einzelnen kritischen Punkte, $J(D) = \sum_{\alpha} \frac{J^{\alpha}}{D^2} \sin(q_{\perp}^{\alpha} D + \phi^{\alpha})$ mit kritischem Spannvektor q_{\perp}^{α} , Kopplungsstärke J^{α} und Phase ϕ^{α} . Zur Berechnung der Kopplungsstärke werden zwei Ansätze verfolgt; zum einen kann die Gesamtenergie der Multilage bestimmt werden durch Berechnen und Auffüllen aller Elektronenzustände unterhalb der Fermienergie. Dies benötigt aber sehr viel Rechenzeit. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, die Kopplung anzunähern unter Vernachlässigung der Energie- und parallelen Wellenlängenabhängigkeit der Reflexionsamplitude, desweiteren wird die Fermifläche in der Nähe der kritischen Punkte als streng quadratisch angenommen. Die Näherung der einzelnen Terme liefert:

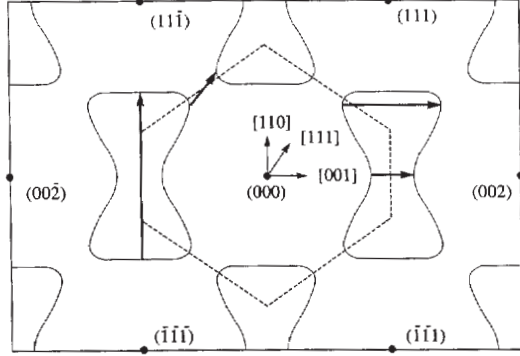


Abbildung 1.4: $1\bar{1}0$ -Schnitt durch die Fermifläche von Cu, die Punkte bezeichnen die reziproken Gittervektoren, die gestrichelte Linie die erste Brillouin-Zone. Die Pfeile geben die inneren Durchmesser an den Extremalstellen in (001), (111) und (110) Richtung wieder

$$\frac{J^\alpha}{D^2} \sin(q_\perp^\alpha D + \phi^\alpha) = \frac{\hbar v_\perp^\alpha \kappa^\alpha}{4\pi^2 D^2} \text{Im}(\Delta r_A^\alpha \Delta r_B^\alpha e^{iq_\perp^\alpha D} e^{i\chi^\alpha})$$

mit v_\perp^α als Komponente der Gruppengeschwindigkeit senkrecht zur Schicht, κ^α als Krümmungsradius der Fermifläche, $\Delta r_{A(B)}^\alpha$ als Unterschied in der Reflexionsamplitude der beiden Spins für die linke (rechte) Grenzfläche und χ^α den Typ des kritischen Punkts repräsentierend (Maximum, Minimum, Sattelpunkt). Um diese theoretischen Vorhersagen über Kopplungsstärke und Periodenlänge mit dem Experiment vergleichen zu können, müssen Systeme untersucht werden mit einer genügend guten Gitterpassung, so daß die Lagen kohärent aufwachsen können mit dem gleichen Gitternetz in der Ebene. Denn ohne die Annahme der Periodizität in der Grenzflächenebene ist die obige asymptotische Näherung nicht mehr gültig. Für eine Reihe von untersuchten Schichtsystemen stimmten die aus der Theorie vorhergesagten Werte äußerst gut mit den experimentellen Ergebnissen überein; einen Überblick der am meisten untersuchten Schichten im Vergleich zur Theorie gibt [15]. Als Beispiel sei hier nur das Co/Cu(111)-System genannt, das insbesondere zum Vergleich zwischen verschiedenen Herstellverfahren wie Molekularstrahlepitaxie und Sputtern interessant ist. Da die Energiedifferenz beim Wachstum zwischen fcc- und hcp-ähnlicher Struktur nur sehr gering ist, kann es je nach Wachstumsbedingung zur Ausbildung einer defektreichen Multilage kommen. Desweiteren liegt für diese Orientierung kein Freie-Elektronen-artiger Nestingvektor vor, sondern ein Nestingvektor, der den Hals der Fermifläche unter schrägem Winkel verbindet, siehe Abb. 1.4. In den meisten Experimenten wird ein starkes antiferromagnetisches Maximum bei etwa 1nm und ein weiterer schwächerer Peak zu größeren Dicken hin beobachtet, wobei die asymptotisch berechnete Kopplungsstärke bei 1nm von 0.59 mJ/m^2 [16] sich gut mit den experimentell ermittelten Werten von 0.54 [17], 1.1 [18] und 0.4 mJ/m^2 [19] vergleichen läßt.

Eine systematische Untersuchung der Kopplungsstärken in Abhängigkeit des Zwischenschichtmaterials zeigt eine Abnahme der Kopplung innerhalb der Elemente der 3d, 4d und 5d Reihen, aber eine exponentielle Zunahme innerhalb der Reihe von links nach rechts [20]. Dies wird theoretisch dadurch begründet, daß die spinabhängige Reflexion mit zunehmender Übereinstimmung der Zahl der Valenzelektronen zunimmt. Für Kombinationen von im Periodensystem übereinander stehenden Elementen wird daher die größte Kopplung erwartet. Beispielfhaft dafür ist die enorm starke antiferromagnetische Kopplung von Co über Rh mit 34 mJ/m^2 [21].

1.2 Austauschaufspaltung und Spinpolarisation

Die magnetische Austauschaufspaltung δE_{ex} zwischen dem spin-up- und spin-down-Band ist der Schlüssel zum Magnetismus für die Übergangsmetalle. Sie ist die Ursache für die unterschiedliche Füllung der beiden Bänder, wobei im energetisch tieferliegenden spin-up-Band mehr Elektronen vorhanden sind, welches deshalb auch als Majoritätsband bezeichnet wird. Die Werte der Austauschaufspaltung δE_{ex} für Fe, Co und Ni sind 1.8-2.4eV, 0.93-1.05eV und 0.17-0.33eV mit magnetischem Moment von jeweils 2.2, 1.7 und $0.6\mu_B$, wobei sich das magnetische Moment bestimmt aus dem Unterschied in der Besetzung der beiden Bänder. Durch die hohe Zustandsdichte und eine große magnetische Austauschaufspaltung tragen die d-Elektronen den größten Teil des magnetischen Moments (ungefähr 110%), während die s-p-Elektronen schwach in der entgegengesetzten Richtung polarisiert sind (ungefähr -10%). Durch Hybridisierung des s-p-Bandes mit dem d-Band bei Annäherung an die Fermienergie E_F kann jedoch auch hier eine starke Austauschaufspaltung beobachtet werden [22].

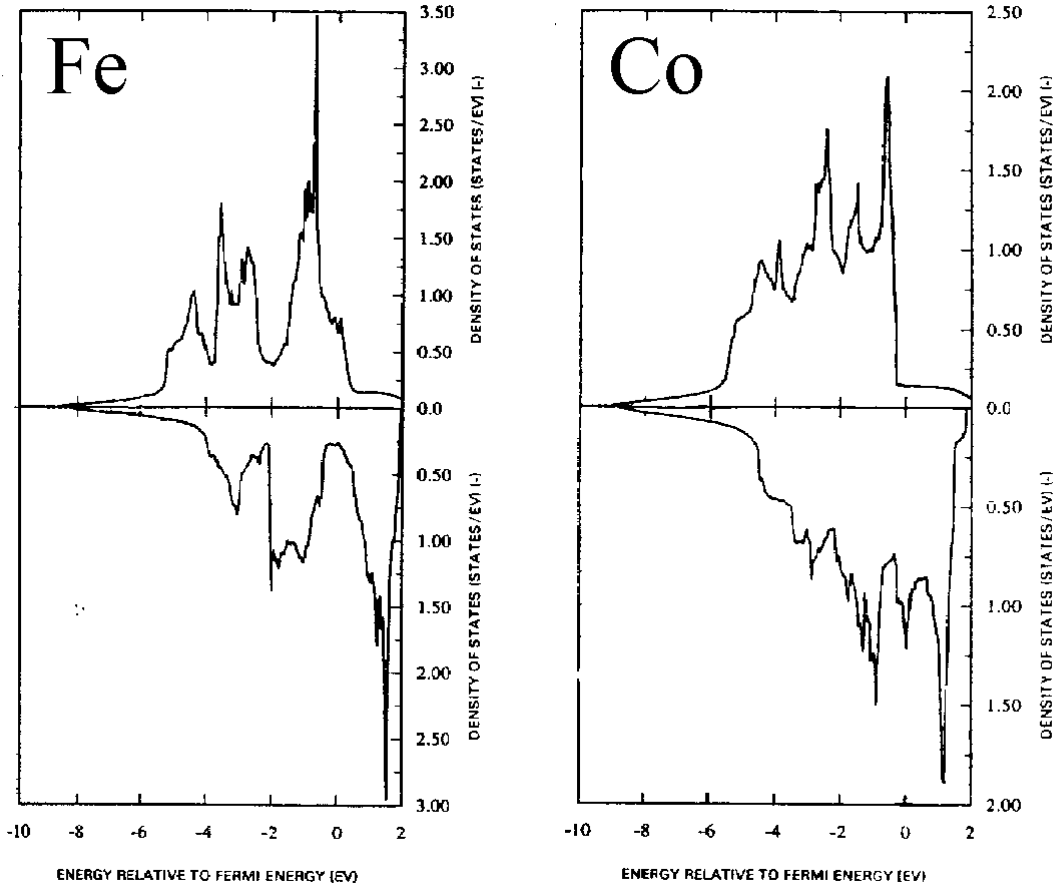


Abbildung 1.5: Zustandsdichte für Fe und Co aus Spindichtefunktionalrechnungen, wobei die Zustandsdichten der Majoritätselektronen nach oben und diejenigen der Minoritätselektronen nach unten aufgetragen sind. Zustände unterhalb E_F sind besetzt, Zustände oberhalb E_F sind unbesetzt.

Die Spinpolarisation bei E_F , also der Unterschied in der Zustandsdichte zwi-

schen Majoritäts- (n^\uparrow) und Minoritätselektronen (n^\downarrow), $\frac{n^\uparrow - n^\downarrow}{n^\uparrow + n^\downarrow}$, ist grundlegend für Spin-Transportphänomene wie GMR und spinabhängiges Tunneln. Wenn die Atomzahl sich von Cu zu Ni, Co und Fe verkleinert, schiebt sich das oberste d-Band durch die Fermienergie. Dadurch haben Ni und Co das oberste Minoritäts d-Band über der Fermienergie, während für Fe das oberste Minoritäts d-Band vollkommen leer ist und das entsprechende Majoritäts d-Band teilweise oberhalb von E_F liegt, siehe Abb. 1.5 [20]. Dies bedeutet für Ni und Co eine Minoritäts- und für Fe eine Majoritäts-Spinpolarisation bei E_F . Demgegenüber zeigt die Spinpolarisation des s-p-Bandes immer eine Majoritäts-Spinpolarisation bei E_F , was qualitativ begründet werden kann durch die monoton zunehmende Zustandsdichte für ein Freie-Elektronen-Band. Die Unterscheidung zwischen s, p und d-Zuständen wird verzerrt, wenn realistische Energiebänder betrachtet werden. Weil die sphärische Symmetrie des Atoms durch das Gitter zerstört wird, kommt es zur Hybridisierung der Zustände. Liegt insbesondere die Fermienergie in der Nähe eines Übergangs von s-p zu d-artigen Zuständen, so entstehen sogenannte itinerante d-Bänder [23], die die Ladungsträger für Magnetowiderstand und spinabhängiges Tunneln beinhalten.

1.3 Magnetowiderstand

Der elektrische Widerstand ändert sich signifikant, wenn die Magnetisierungen zweier durch eine nichtmagnetische metallische Lage getrennter magnetischer Lagen, die antiparallel ausgerichtet sind wie etwa bei indirekter Austauschkopplung, siehe Kap. 1.1, durch ein äußeres Magnetfeld parallel ausgerichtet werden [4] [5]. Dieser als GMR (von **G**iant-**M**agneto**R**esistance) bezeichnete Effekt wird üblicherweise definiert als $GMR = [R(AP) - R(P)]/R(P) = \Delta R/R(P)$ mit $R(P)$ als Widerstand bei parallel ausgerichteten Magnetisierungen und $R(AP)$ als Widerstand bei antiparalleler Ausrichtung. Es wird unterschieden zwischen der CIP(**c**urrent-**i**n-**p**lane)- und CPP(**c**urrent-**p**erpendicular-**p**lane)-Anordnung, bei der der Strom jeweils in der Schichtebene oder senkrecht dazu anliegt.

Der GMR kommt durch zwei Beiträge zustande, zum einen durch die spinabhängige Elektronenstruktur und zum anderen durch die spinabhängige Streuung der Elektronen an den Grenzflächen und innerhalb der ferromagnetischen Lagen. Bei Temperaturen weit unterhalb der Curietemperatur ist die Anzahl der Magnonen klein und Spin-Flip-Streuprozesse können vernachlässigt werden. Damit können die Majoritäts(Spin- \uparrow)- und Minoritäts(Spin- \downarrow)-Elektronen als unabhängig voneinander beschrieben werden wie zwei parallel geschaltete Elektronenkanäle.

Abb. 1.6 zeigt ein schematisches Bild der Elektronenstreuung in der Multilage [24]. Vereinfachend wird nur spinabhängige Streuung in den magnetischen Schichten berücksichtigt und angenommen, daß die Spin- \downarrow -Elektronen mehr gestreut werden als die Spin- \uparrow -Elektronen ($\alpha_F = \rho_F^\downarrow/\rho_F^\uparrow > 1$ mit ρ als Widerstand des jeweiligen Spinkanals). Wenn beide Magnetisierungen parallel ausgerichtet sind, streuen die Spin- \downarrow -Elektronen stark in allen magnetischen Lagen, während die Spin- \uparrow -Elektronen nur eine schwache Streuung in den magnetischen Lagen erfahren und somit hauptsächlich den Strom tragen. Demgegenüber sind bei einer antiparallelen Konfiguration die Minoritätsträger der einen magnetischen Schicht die Majoritätsträger der nächsten, so daß beide Elektronenkanäle jeweils stark und schwach gestreut werden in den hintereinan-

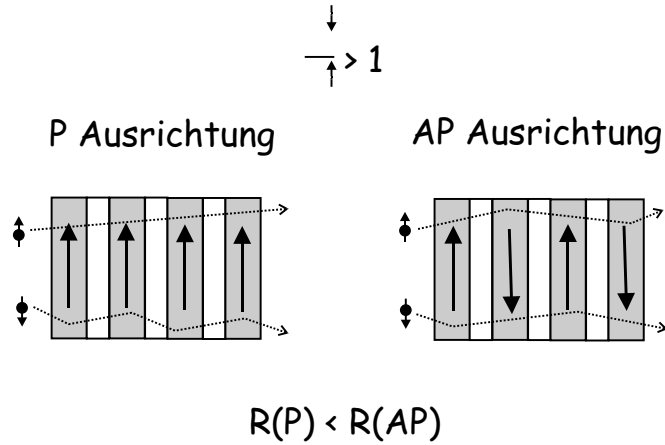


Abbildung 1.6: Schematische Zeichnung der Streuung der Spin- \uparrow - und Spin- \downarrow -Elektronen bei paralleler und antiparalleler Ausrichtung der Magnetisierung. Die gepunkteten Linien markieren den Pfad des jeweiligen Elektronenkanals.

der folgenden magnetischen Lagen. Durch die Parallelschaltung der Spinkanäle folgt $R(P) < R(AP)$.

Dasselbe Ergebnis wird auch erhalten, wenn die Spin- \uparrow -Elektronen diejenigen sind, die stärker gestreut werden ($\alpha_F < 1$). Der Magnetowiderstand kann jedoch invertiert werden ($R(P) > R(AP)$), wenn zwei unterschiedliche magnetische Lagen kombiniert werden, von denen die eine $\alpha_F > 1$ und die andere $\alpha_F < 1$ ist [28].

Der Beitrag zum GMR-Effekt, der durch die Elektronenstruktur bedingt ist, kann selbst in defektfreien Punktkontakten mit ballistischem Transport [25] oder für den Grenzfall verdünnter Streuer [26] einen Magnetowiderstand hervorrufen. Dieser Beitrag kommt direkt von der Asymmetrie der Fermigeschwindigkeiten der beiden Spinkanäle [20]. Diese Bandstruktureffekte stehen auch in Beziehung zur spinabhängigen Elektronenstreuung. So beeinflussen einerseits Defekte, die Streuung bewirken, die kleinen Bandlücken (minigaps) in der Bandstruktur, die von der Periodizität des Übergitters herrühren, andererseits rührt die Spinabhängigkeit des Streuprozesses von der Asymmetrie der Bandstruktur her, und zwar durch die unterschiedlichen Zustandsdichten an der Fermienergie und durch die spinabhängigen Streupotentiale an Defekten oder Grenzflächen. Die Beiträge durch die Elektronenstruktur und durch die spinabhängige Streuung konnten experimentell noch nicht separiert werden, da in allen bis jetzt hergestellten Proben die spinabhängige Streuung dominiert.

Analog zur Streuung innerhalb der magnetischen Lagen α_F wird die spinabhängige Streuung an der F/N-Grenzfläche charakterisiert durch $\alpha_{F/N} = (R_{F/N}^\downarrow / R_{F/N}^\uparrow)$. Nur für magnetische Legierungen mit einer genügend großen Konzentration an die Streuung dominierenden Verunreinigungen ist α_F eindeutig definiert, während die Streuung in einem reinen magnetischen Metall durch Restverunreinigungen, Korngrenzen und Versetzungen dominiert wird, welche mit der Schichtdicke und den jeweiligen Herstellungsbedingungen variieren. Dies ist für $\alpha_{F/N}$ noch komplexer, $\alpha_{F/N}$ kann abhängig

von der Struktur der Grenzfläche variieren, wobei sowohl chemische Rauigkeit (Legierungsbildung) als auch physikalische Rauigkeit eine Rolle spielen können. Daraus folgt eine Konkurrenz zwischen den Beiträgen durch Legierungsbildung und Potentialstufen wie auch zwischen diffuser und spiegelnder Reflexion. Deshalb ist es nötig, die Empfindlichkeit von $\alpha_{F/N}$ auf die verschiedenen Formen von Rauigkeit zu verstehen. Dabei muss noch unterschieden werden, ob in CIP- oder CPP-Geometrie gemessen wird, da in der CIP-Anordnung ein größerer Anteil der Elektronen die Grenzfläche unter kleinem Winkel treffen. So scheint es, daß der CIP-Magnetowiderstand mehr empfindlich ist bei sich ändernden Grenzflächeneigenschaften, wengleich noch Uneinigkeit herrscht über den Effekt der einzelnen Beiträge [27].

Spintransport wird nicht nur von der Zustandsdichte bei E_F bestimmt, sondern auch von der mittleren Zeit τ zwischen zwei Elektronenstößen, die in die Leitfähigkeit σ eines Metalls eingeht gemäß $\sigma = \frac{ne^2\tau}{m}$ mit n als Ladungsträgerdichte und m als Elektronenmasse.

Während die s,p-Bänder die Ladungsträger bereitstellen, werden sie in die Zustände des d-Bandes gestreut. Sie bestimmen die mittlere Lebensdauer τ und die mittlere freie Weglänge $\lambda = v_F \cdot \tau$ der s,p-Elektronen bei E_F . In den starken Ferromagneten wie Ni und Co werden die Minoritätselektronen stärker gestreut bedingt durch die höhere Zustandsdichte der Minoritätselektronen. Da niederenergetische Elektron-Elektron-Streuprozesse spinerhaltend sind, werden die Minoritätselektronen am meisten gestreut und die s,p-Elektronen des Majoritätsbandes sind die Hauptladungsträger.

Magnetische Verunreinigungen können die Spinabhängigkeit der Streulänge drastisch ändern, was die Möglichkeit bietet, gezielt durch Einbringen von Verunreinigungen die spinabhängige Leitfähigkeit zu verändern. So wird die Streulänge der Minoritätselektronen in Ni von 4nm verkleinert auf 0.6nm in Ni₈₀Fe₂₀ (Permalloy) [22]. Das Einbringen von Cr-Verunreinigungen in Ni bewirkt sogar einen gegenteiligen Effekt, die Majoritätselektronen werden mehr gestreut (Spinasymmetrie $\beta < 0$) und in Kombination mit einem zweiten ferromagnetischen Material mit $\beta > 0$ kann ein inverser Magnetowiderstand beobachtet werden. Der Widerstand ist bei antiparalleler Ausrichtung der Magnetisierung kleiner als bei paralleler.

Da Ähnliches auch für die Spinasymmetrie an der Grenzfläche gilt, wird die spinabhängige Streuung an der Grenzfläche durch Einfügen einer dünnen Co-Lage an der Grenzschicht im Spinventil-System stark erhöht. Dies läßt z.B. bei Permalloy/Cu/Permalloy-Systemen den Magnetowiderstand mehr als verdoppeln [29].

1.4 Realisierung von paralleler und antiparalleler Ausrichtung der Magnetisierung

Zur Beobachtung des GMR-Effektes ist ein Multilagensystem mit antiparalleler Austauschkopplung nicht zwingend nötig. Es muss lediglich erfüllt sein, daß die relative Orientierung von benachbarten magnetischen Komponenten zueinander, die durch eine nichtmagnetische metallische Komponente getrennt sind auf einer Größenskala, die kleiner als die mittlere freie Weglänge der Elektronen ist, verändert werden kann mittels äußerer Parameter, in den meisten Fällen durch ein Magnetfeld.

Eine Möglichkeit der Realisation stellen granulare Systeme dar [30] [31]. Hier sind in eine nichtmagnetische Matrix superparamagnetische Ausscheidungen eingebettet, die bei Nullfeld eine maximale magnetische Unordnung zeigen, bei der die Magnetisierungsrichtung des einzelnen superparamagnetischen Teilchens von einer leichten Richtung in die andere springt, durch thermische Fluktuationen angeregt. Ein äußeres Feld bewirkt eine zunehmende Ausrichtung der magnetischen Momente in Feldrichtung und damit eine Abnahme der spinabhängigen Streuung.

Bei den sogenannten Spin-Ventilen werden zwei magnetische Lagen mit unterschiedlichen Koerzitivfeldern durch eine nichtmagnetische Schicht getrennt. Abb. 1.7 zeigt den schematischen Magnetisierungs- und Widerstandsverlauf mit dem äußeren Feld. Bei genügend großen Magnetfeldern sind beide magnetischen Lagen gesättigt. Wird das Magnetfeld verkleinert und in die andere Richtung hin vergrößert, so schaltet die weichmagnetische Komponente als erstes bei H_{weich} , welches für den Fall, daß die beiden magnetischen Schichten nicht über die unmagnetische Schicht gekoppelt sind, genau das H_c der weichmagnetischen Schicht ist, siehe auch Kap. 1.6. Dadurch sind die Magnetisierungsrichtungen der beiden magnetischen Lagen antiparallel ausgerichtet, bis bei noch weiterer Felderhöhung die hartmagnetische Lage bei H_{hart} schaltet. In einem Feldfenster, dessen Größe von den beiden Schaltfeldern der Schichten bestimmt wird, ist somit das Spinventil mit einer erhöhten Streuung der Spin-up- und Spin-down-Elektronen geschlossen, während bei paralleler Ausrichtung ein Elektronenkanal deutlich weniger zur Streuung beiträgt und das Spinventil auf ist, siehe Abb. 1.7(c). Eine Möglichkeit, derartige hybride Spin-Ventile mit zwei unterschiedlichen Schaltfeldern zu realisieren bietet die Kombination zweier magnetischer Materialien mit unterschiedlicher Kristallanisotropie und damit H_c . Für die Anwendung als magnetische Speicherelemente im sub- μm -Bereich kann aber auch die Formanisotropie der Schichten benutzt werden, die Schaltfelder über die Geometrie, Magnetisierung und Schichtdicke der magnetischen Lage einzustellen [32] [33] [34]. Für den Fall rechteckiger Strukturelemente können dabei die beiden Bitzustände 0 und 1 über die magnetischen Felder der Wordleitungen in die Schicht mit dem grösseren Moment (Magnetisierung·Dicke) und größerem Schaltfeld geschrieben werden als Magnetisierungsrichtung entlang der Länge des Elements, ausgelesen werden kann der Bitzustand durch Umschalten der weichmagnetischen Lage. Im Ruhezustand sind die Magnetisierungen beider Lagen antiparallel ausgerichtet, weshalb nur kleine Streufelder auf benachbarte Elemente wirken.

Für Anwendungen wie etwa als Positions- oder Winkelsensor ist es im Gegensatz zu oben wichtig, eine feste definierte Richtung der Magnetisierung in einer Referenzschicht zu halten und den Widerstand allein durch die Änderung der Magnetisierungsrichtung der Detektionsschicht zu beeinflussen. Um eine Referenzschicht mit großem Schaltfeld herzustellen sind mehrere Ansätze möglich: prinzipiell wird eine magnetische Härtung durch Vergrößerung der Anisotropie erreicht. So zeigen spezielle Co-Legierungen wie $\text{Co}_{75}\text{Pt}_{12}\text{Cr}_{13}$ eine granulare Struktur von CoPt-Ausscheidungen mit großer magnetischer Anisotropie in einer Cr-Matrix [35], die nur durch schwache magnetostatische Wechselwirkung miteinander gekoppelt sind und deshalb fast unabhängig voneinander ummagnetisieren. Nachteilig ist bei diesen granularen magnetischen Schichten ihre hohe Suszeptibilität auf Streufelder, wie sie etwa beim Ummagnetisieren der weichmagnetischen Schicht auftreten können durch die Streufelder der propagierenden Domänenwände [36]. Dadurch kommt es zur Entmagnetisierung der hartmagnetischen

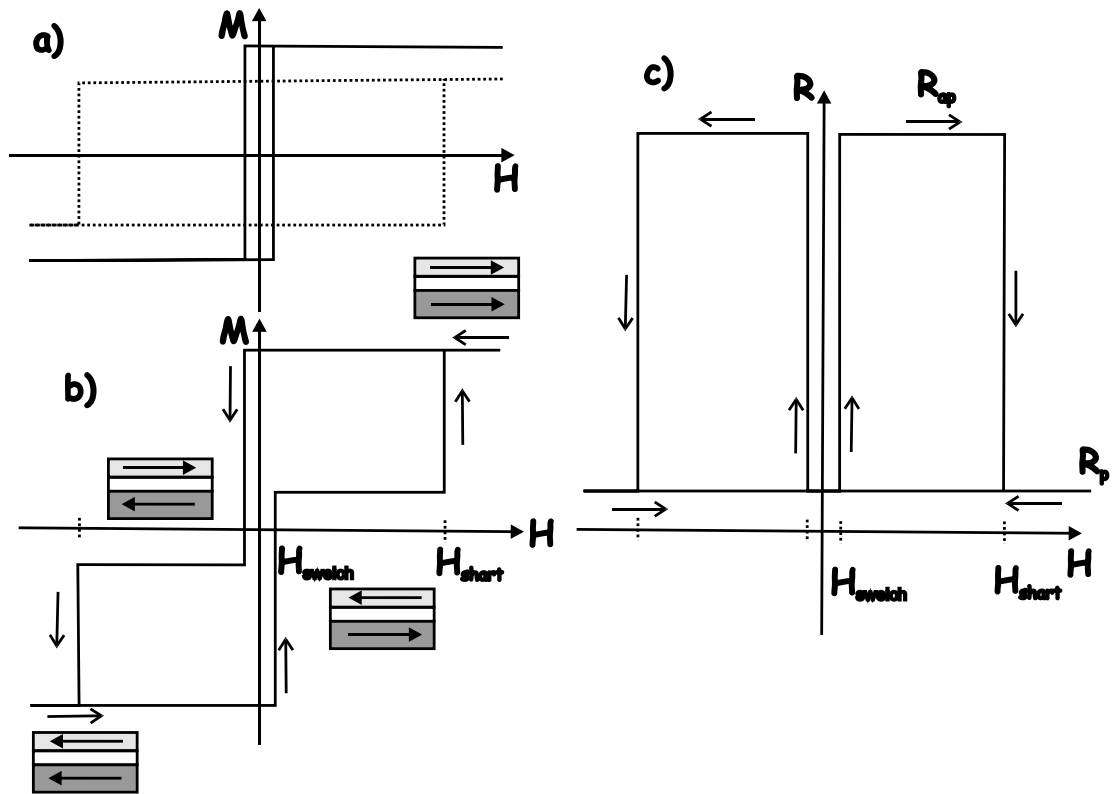


Abbildung 1.7: Schematische Abhängigkeit der Magnetisierung und des Widerstands vom Magnetfeld für ein Spin-Ventil bestehend aus einer weich- und hartmagnetischen Schicht durch eine nichtmagnetische Zwischenschicht getrennt, *a)* Magnetisierungsverlauf der weich- und hartmagnetischen Einfachlagen, *b)* Magnetisierungsverlauf des Spin-Ventils, bei fehlender Kopplung der beiden magnetischen Schichten entspricht dies der Überlagerung der beiden Einzelmagnetisierungen, *c)* der Magnetisierung entsprechender Widerstandsverlauf in Abhängigkeit vom Magnetfeld.

Schicht mit wachsender Anzahl der Schaltzyklen der weichmagnetischen Schicht. Günstiger ist es deshalb, das H_c magnetisch homogener Schichten künstlich zu vergrößern. Ein Ansatz hierzu bietet das Konzept des künstlichen Ferrimagneten (AFi von **A**rtificial **F**errimagnet). Hierbei sind zwei verschieden dicke Co-Lagen antiferromagnetisch über eine nichtmagnetische Zwischenlage gekoppelt, z.B. über eine 1nm Cu-Lage entsprechend dem ersten antiferromagnetischen Maximum ($J=-0.3\text{mJ}/\text{m}^2$), siehe Kap. 1.1. Da das netto-magnetische Moment bei der antiparallelen Ausrichtung des Lagensystems verkleinert ist, bewirkt das äußere Feld ein viel kleineres Drehmoment verglichen mit einer Co-Einfachlage. Dadurch erhöht sich das Schaltfeld der magnetischen Lagen um einen charakteristischen Faktor $Q = \frac{m_1 d_1 + m_2 d_2}{|m_1 d_1 - m_2 d_2|}$ mit m_i und d_i als Magnetisierung und Dicken der Co-Lagen [37]. Abb. 1.8 zeigt den Magnetisierungsverlauf einer Co-Einfachlage im Vergleich zu einem Co/Ru/Co-AFis [38], wobei die jeweiligen Magnetisierungsausrichtungen der beiden verschieden dicken Co-Lagen mit eingezeichnet sind. Da die Breite des Plateaus, in dem die Co-Momente antiparallel zueinander ausgerichtet sind, indirekt proportional zu Q ist, muß ein Kompromiß ge-

macht werden zwischen dem Gewinn an Härte und dieser Breite des Plateaus.

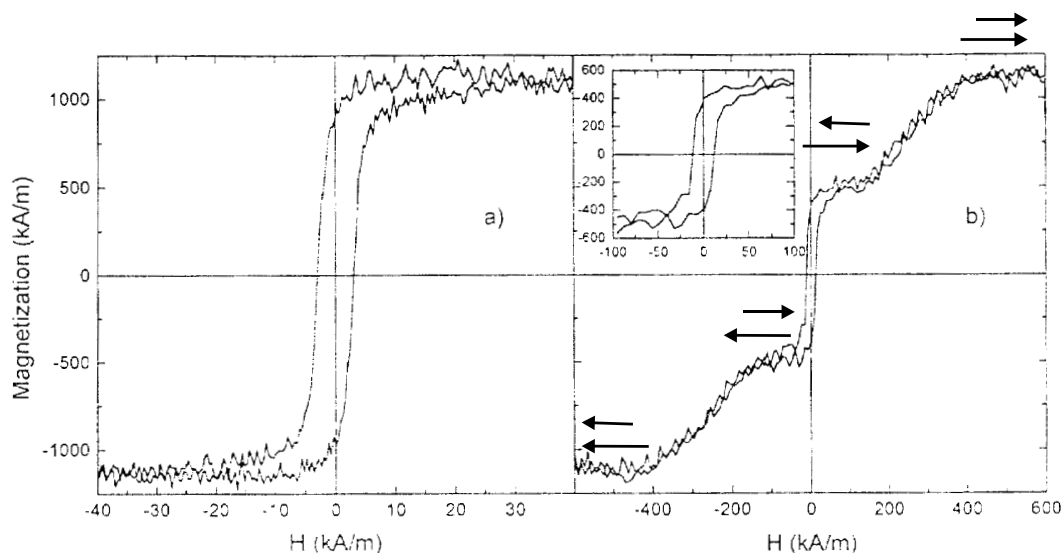


Abbildung 1.8: Magnetisierung-Feld-Kurve einer (a) 3nm Co-Einfachlage im Vergleich zum (b) Co/Ru/Co AFI-System aus [38]. Zur Verdeutlichung sind die Magnetisierungsrichtungen der Co-Lagen bei den jeweiligen Feldern eingezeichnet.

Derzeit ist man sehr daran interessiert, die thermische Stabilität der AFIs zu erhöhen. Dies konnte im Co/Ru/Co-AFI durch die Ersetzung von Co durch $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$ erreicht werden, was die Interdiffusion an den Grenzflächen durch Tempern stark vermindert aufgrund der von Co und Fe gebildeten äußerst stabilen Legierung [39]. Alternativ dazu sollte auch das Co/Ir/Co-System aufgrund seiner großen Kopplungskonstanten ($J=-2.05\text{mJ/m}^2$ [40]) und einer großen Temperaturstabilität als AFI geeignet sein [41]. Die Referenzschicht kann auch mit Hilfe eines Antiferromagneten (AFM) gepinnt werden, der im Magnetfeld unter seine Neeltemperatur T_N gekühlt wird. Danach ist die Hystereseurve des Ferromagneten (FM) auf der Feldachse verschoben aufgrund einer unidirektionalen Anisotropie, die von der Austauschwechselwirkung an der Grenzfläche FM-AFM herrührt. Wodurch kommt es zu dieser unidirektionalen Anisotropie, dem Exchange-Bias-Effekt?

Ein äußeres Feld im Temperaturbereich $T_N(\text{AFM}) < T < T_C(\text{FM})$ richtet die Spins des FM aus, während die des AFM noch ungerichtet sind (Abb. 1.9(i)) und erst bei Absenkung der Temperatur unterhalb T_N zu ordnen beginnen (Abb. 1.9(ii)). Durch die Austauschwechselwirkung zwischen FM-AFM kommt es zu einer (hier für den Fall ferromagnetischer Austauschwechselwirkung eingezeichnet) Ausrichtung der AFM-Spins an der Grenzfläche, und die darunterliegenden Spinebenen richten sich derart weiter

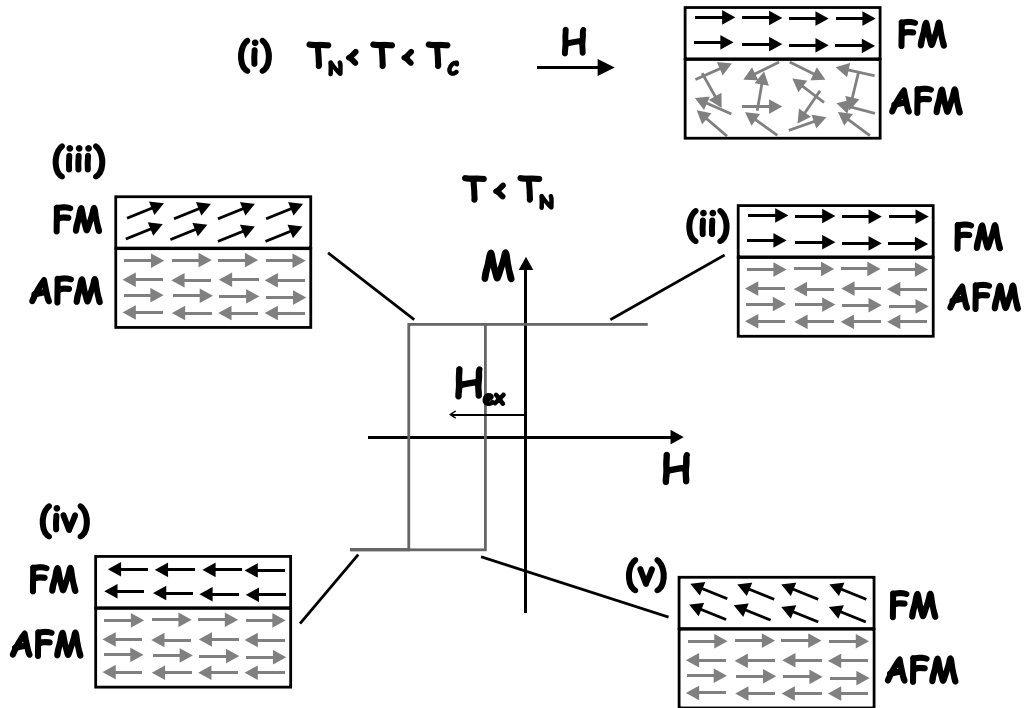


Abbildung 1.9: Schematische Zeichnung der Spinkonfiguration von Ferromagnet(FM) und Antiferromagnet(AF) mit (i) $T_N < T < T_C$ und angelegtem Feld H und (ii)-(v) $T < T_N$ an verschiedenen Stellen der Ummagnetisierungskurve des FM unter Annahme ferromagnetischer Kopplung an der Grenzfläche, nach [42]. Die Spinkonfiguration ist nur beispielhaft eingezeichnet und kann im tatsächlichen Festkörper stark davon abweichen.

aus, daß die Nettomagnetisierung verschwindet. Wird nun das äußere Magnetfeld in die entgegengesetzte Richtung gedreht, so beginnen die Spins des FM, sich in die Feldrichtung zu drehen (Abb. 1.9(iii)). Ist die Anisotropie des AFM genügend groß, bleiben die AFM Spins unverändert und üben eine mikroskopische Rückstellkraft auf die Grenzflächenspins des FM aus aufgrund der Austauschkopplung. Damit muß ein größeres Feld angelegt werden, um die Magnetisierung umzudrehen. Im Gegensatz dazu braucht es zur Ummagnetisierung in die ursprüngliche Richtung ein kleineres Feld (Abb. 1.9(v)), da nun das Drehmoment des AFM in Richtung dieses Feldes wirkt. Das Schichtsystem verhält sich also so, als ob ein zusätzliches Feld wirkt, das Exchange-Bias-Feld, welches die Hysterese verschiebt.

Experimentell wird auch ein Anstieg der Koerzitivfeldstärke des FM unterhalb T_B beobachtet, der eng mit der Anisotropie des AFM verknüpft ist [43] [44]; so zeigt von ähnlichen Systemen (z.B. NiO-CoO) dasjenige mit der kleineren AFM Anisotropie den größeren Anstieg im H_c [45]. Dies kann intuitiv damit verstanden werden, daß bei einem AFM mit kleiner Anisotropie die FM-Spins während der Ummagnetisierung die AFM-Spins irreversibel mitdrehen können, was wiederum das H_c des FM erhöht. Ist die Anisotropie des AFM jedoch groß, so sind die FM-Spins von den AFM-Spins ent-

koppelt und ziehen diese nicht mit, weshalb das H_c kleiner ist.

Eine Klasse der untersuchten AFMs stellen die monooxidischen Materialien wie NiO, CoO und $Ni_xCo_{(1-x)}O$ dar, speziell wird nun auf die Eigenschaften des CoO kurz eingegangen. CoO hat eine fcc-Struktur oberhalb T_N , die unterhalb T_N leicht verzerrt ist mit einer tetragonalen Kontraktion in $\langle 100 \rangle$ -Richtung. Der Volumenwert von T_N ist 293K. Oberhalb von T_N ist CoO paramagnetisch, unterhalb ordnen die Spins parallel auf den (111)-Ebenen, jedoch mit antiparalleler Spinrichtung auf den benachbarten Ebenen aufgrund des Superaustausches über die Sauerstoffatome entlang der $\langle 100 \rangle$ -Richtung, siehe Abb. 1.10. Aufgrund des nichtgequenchten Bahnmomentes von Co^{2+} besitzt CoO eine sehr große Kristallanisotropie, weshalb es zusammen mit NiO, was zwar ein deutlich kleineres K_{AFM} aber ein höheres T_N von 525 K aufweist, zu $Ni_xCo_{(1-x)}O$ kombiniert wird, um ein genügend großes Exchange-Bias-Feld bei Raumtemperatur zu erhalten (als Bias-Schicht z.B. für magnetische Leseköpfe muß $H_E/H_C > 1$ erfüllt sein).

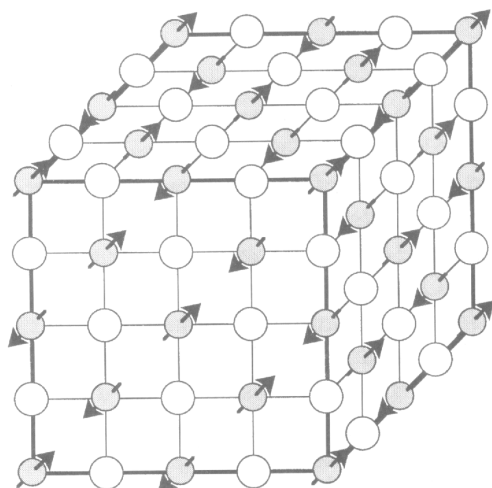


Abbildung 1.10: Chemische Struktur und Spinkonfiguration von CoO; die grauen Kugeln stehen für Co-Atome, die weißen für O-Atome, aus [47]

Laut Meiklejohn läßt sich H_E unter der Annahme $K_{AFM} \cdot t_{AFM} > J_{INT}$ mit K_{AFM} , t_{AFM} als Anisotropie, Dicke des AFM und J_{INT} als Kopplungskonstante der Grenzfläche vereinfachend berechnen zu [46]

$$H_E = \frac{J_{INT}}{M_{FM} t_{FM}}$$

mit M_{FM} als Magnetisierung und t_{FM} als Dicke der ferromagnetischen Schicht. In dem einfachen Modell wird von ideal glatten einkristallinen epitaktischen Grenzflächen und verschwindendem Moment des AFMs ausgegangen. Die experimentell ermittelten Werte für H_E sind gegenüber dem Modell um den Faktor 100 kleiner, außerdem

zeigen selbst kompensierte AAF-Grenzflächen (also Grenzflächen deren benachbarte Spins entgegengesetzt ausgerichtet sind wie z.B. die $< 100 >$ -Ebenen in Abb. 1.10) und polykristalline Filme einen Exchange-Bias-Effekt der gleichen Größenordnung wie die unkompenzierten Grenzflächen. Um diese Diskrepanzen zu beseitigen, wurden mehrere Modelle entwickelt, die insbesondere den viel kleineren Wert von H_E gegenüber dem Meiklejohn-Modell erklären sollen. Einen Überblick über die verschiedenen Modelle gibt [47], im folgenden werden diese kurz erläutert. Bei Mauri et al. [48] wird die Grenzflächenenergie bei der Ummagnetisierung des FM durch die Ausbildung einer planaren Domänenwand an der Grenzfläche abgesenkt. Malozemoff [49] verwendet ein Zufalls-Feld-Modell, indem ein Ungleichgewicht der AFM-Momente an der Grenzfläche entsteht durch Rauigkeit und strukturelle Defekte, deren zufällige Verteilung eine entsprechend zufällig verteilte unidirektionale Grenzflächenenergie bewirkt. Um diese zu minimieren, bildet die AFM-Schicht domänenartige Bereiche aus, wobei die Domänengröße durch die Anisotropie K_{AFM} begrenzt wird. Dieser Ansatz wird auch durch Untersuchungen an mit nichtmagnetischen Verunreinigungen im CoO versehenen Co/CoO-Lagen unterstützt und um die Rolle von Defekten auf die Bildung von Domänen und damit vergrößertem Exchange-Bias erweitert [52]. Für den Spezialfall einer komplett kompensierten AFM-Grenzfläche erklärt Koon et al. [50] die Existenz der unidirektionalen Anisotropie durch eine 90° -Orientierung der FM- und AFM-Spins. Die experimentelle Korrelation zwischen den unkompenzierten Spins an der Grenzfläche und dem Austauschfeld wurde von Takano et al. [51] gezeigt. Die unkompenzierten Spins wurden dabei zu etwa 1% der Gesamtspins einer CoO-Monolage bestimmt. Die fundamentelle Ursache für die unkompenzierten Spins ist ein Skalenverhalten. Durch die endlichen Korngrößen und damit AFM-Domänengrößen werden kleine Dichten von unkompenzierten Spins abgetastet auf einer sonst kompensierten Ebene der Oberflächenspins. Eine große Rolle spielen demnach die Korngrößen und die Rauigkeit der Schichten.

Das Pinnen der Referenzschicht mit einem Antiferromagneten bietet im Vergleich zum künstlichen AFi eine größere Unempfindlichkeit auf äußere Felder, wie sie etwa bei Kurzschlüssen kurzzeitig auftreten können.

1.5 Spinabhängiges Tunneln

Meservey und Tedrow konnten 1970 die Spinpolarisation der Tunnelelektronen (P) von magnetischen Metallen messen, indem sie als Spindetektor die Zeeman-aufgespaltene Quasi-Teilchenzustandsdichte eines Supraleiters benutzten, in deren Zustände die Elektronen vom Ferromagneten kommend hineintunneln [53]. Jullière entdeckte 1975 bei magneto-resistiven Messungen der Ferromagnet-Isolator-Ferromagnet-Struktur Fe-(a-Ge)-Co einen spinabhängigen Tunneleffekt von 14% bei 4.2 K und interpretierte diesen durch die Abhängigkeit des Tunnelstroms von der relativen Ausrichtung der Magnetisierungen der beiden Elektroden [54]. Ein signifikant hoher Tunnelmagnetowiderstandseffekt (TMR) konnte jedoch erst wieder 1995 von Moodera et. al. [55] beobachtet werden, was unter anderem in der Schwierigkeit begründet liegt, Schichten mit qualitativ hochwertigen Barrieren und glatten Grenzflächen herzustellen. Seitdem hat eine rege Forschungstätigkeit auf dem Gebiet des spinabhängigen Tunnelns eingesetzt, einen Überblick sowohl über experimentelle als auch theoretische Arbeiten gibt [56]. Dies ist

nicht nur durch ein reges Interesse an den physikalischen Ursachen begründet, sondern auch durch die technologischen Perspektiven als weitere Möglichkeit neben dem GMR, siehe Kap. 1.3, magnetoresistive Sensoren oder MRAM(magnetic random access memories) zu realisieren mit einem aufgrund des viel höheren Widerstands verbesserten Signal-zu-Rausch-Verhältnis.

Die einfachste Erklärung für den TMR basiert darauf, daß die tunnelnden Elektronen spinpolarisiert sind mit einer Polarisation P , die gegeben ist durch die spinabhängige Zustandsdichte des Ferromagneten,

$$P = \frac{(D^\uparrow(E_F) - D^\downarrow(E_F))}{(D^\uparrow(E_F) + D^\downarrow(E_F))}$$

und daß die Energie und der Spin beim Tunneln erhalten bleiben, so daß der Gesamtstrom durch zwei Spinkanäle fließt. Da die klassische Tunneltheorie die Leitfähigkeit als proportional zum Produkt der Zustandsdichten vor und nach der Barriere berechnet mit einer für alle Zustände gleichen Tunnelwahrscheinlichkeit

$$T \propto \exp\left(\frac{-2d\sqrt{2m\phi}}{\hbar}\right)$$

mit d als Barrierendicke und ϕ als Barrierenhöhe, folgen daraus unterschiedliche Leitfähigkeiten für die parallele und antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen, siehe Abb. 1.11 und damit

$$TMR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2}$$

mit P_1 und P_2 als Spinpolarisation der beiden ferromagnetischen Elektroden [54]. Die experimentell ermittelten Werte für den TMR sind in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Jullière-Modells, wenn als Spinpolarisationen die Werte der tunnelnden Elektronen von Fe, Co und Ni in einen Supraleiter verwendet werden, die ermittelt wurden zu $P > 0$. Typische Werte hierfür sind für NiFe: 48%(Moodera '97), 57%(Parkin '99) und Co: 45%(Moodera '99), 60%(Parkin '99). Wird dagegen die Zustandsdichte an der Fermienergie betrachtet, so sollte allerdings aufgrund der großen Zustandsdichte für die d-Minoritätselektronen eine negative Spinpolarisation erwartet werden.

Diese Diskrepanz liegt in den vereinfachenden Annahmen der klassischen Tunneltheorie begründet, die das Tunnelsystem nicht als ein zusammengehöriges quantenmechanisches System beschreibt und nicht berücksichtigt, daß in der Barriere die eindringenden Wellenfunktionen der beiden Elektroden überlappen können und dementsprechend angepaßt werden müssen. Ein realistisches Modell hierfür gibt Slonczewski, indem er die angepaßten Wellenfunktionen in einem Ein-Band-Modell für die Ferromagneten berechnet [57]. Da dieses Modell jedoch nicht einfach auf eine realistische Bandstruktur verallgemeinert werden kann, basieren alle neueren theoretischen Modelle auf dem Kubo/Landauer-Formalismus. Dieser beschreibt die Leitfähigkeit G^σ eines Spinkanals in einem beliebigen Sandwichsystem durch seine Transmissionskoeffizienten. Im einfachsten Fall geht man von kohärentem Tunneln aus, also Erhaltung des Wellenvektors $k_{||}$ parallel zur Barriere, was adäquat ist für die Beschreibung epitaktisch aufgewachsener Barrieren oder Tunneln durchs Vakuum. Um den Landauer-Formalismus auf ein

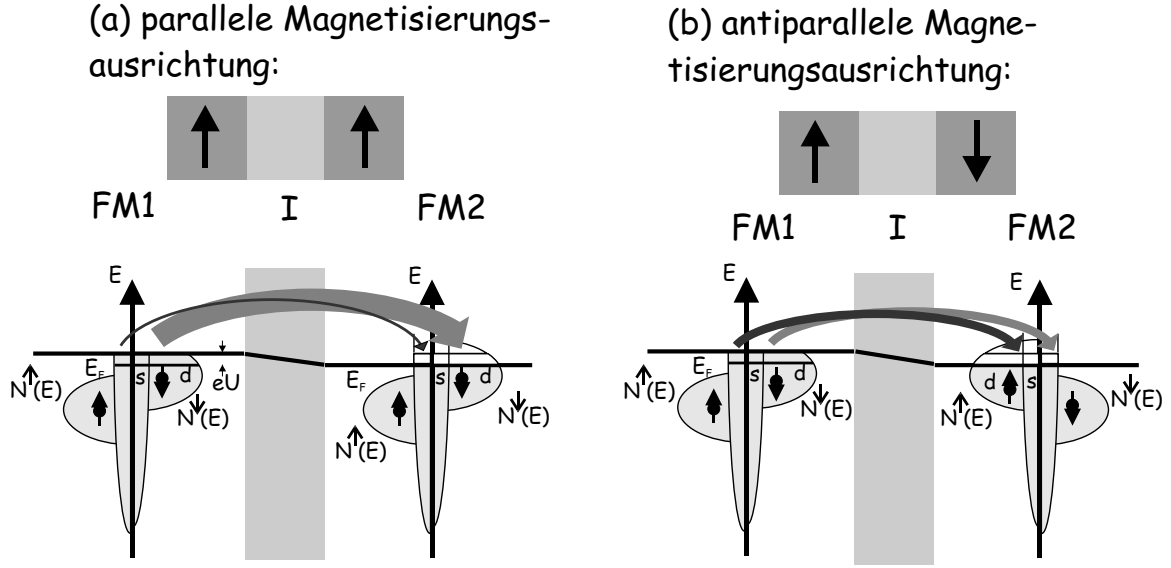


Abbildung 1.11: Verdeutlichung des Jullièremodells anhand der spinaufgespaltenen Bandstruktur zweier Ferromagnete [13]. Die Größe des Tunnelstroms der beiden Spinkanäle, der durch die Dicke der Pfeile repräsentiert wird, ist proportional zum Produkt der Zustandsdichten vor und hinter der Barriere. Dadurch ist der Gesamttunnelstrom von der Ausrichtung der Magnetisierung zueinander abhängig.

Tunnelsystem anzuwenden, wird eine tight-binding Parametrisierung einer ab-initio Bandstruktur des Systems verwendet. Wegen der Stromerhaltung können die Transmissionskoeffizienten für beliebige benachbarte Atomlagen berechnet werden, also auch für die linke und rechte Oberflächenseite beim Vakuumtunneln oder zwei beliebige Atomlagen in der Barriere beim Tunneln durch einen Isolator. Die Gesamtleitfähigkeit G^σ eines Spinkanals σ kann dann in Abhängigkeit der Ein-Elektronen-Greenfunktionen $\mathbf{g}_L^\sigma(E_F, \mathbf{k}_\parallel)$, $\mathbf{g}_R^\sigma(E_F, \mathbf{k}_\parallel)$ der linken und rechten Ebene dargestellt werden:

$$G^\sigma = \frac{4e^2}{h} \sum_{\mathbf{k}_\parallel} Sp \left([\mathbf{T}_\sigma \text{Im} \mathbf{g}_R^\sigma(E_F, \mathbf{k}_\parallel)] [\mathbf{T}_\sigma^\dagger \text{Im} \mathbf{g}_L^\sigma(E_F, \mathbf{k}_\parallel)] \right)$$

wobei über die zweidimensionale Brillouinzone summiert wird und die Spur über die Bandindices geht, die s,p,d-Zuständen entsprechen. Die Matrix \mathbf{T}_σ ist gegeben durch:

$$\mathbf{T}_\sigma = \mathbf{t}(\mathbf{k}_\parallel) [\mathbf{I} - \mathbf{g}_R^\sigma(E_F, \mathbf{k}_\parallel) \mathbf{t}^\dagger(\mathbf{k}_\parallel) \mathbf{g}_L^\sigma(E_F, \mathbf{k}_\parallel) \mathbf{t}(\mathbf{k}_\parallel)]^{-1}$$

mit \mathbf{I} als Einheitsmatrix im Orbitalraum und $\mathbf{t}(\mathbf{k}_\parallel)$ als Matrix der tight-binding hopping-Integrale, die die atomaren Wellenfunktionen der rechten und linken Ebene miteinander verknüpfen.

Ein einfaches Ein-Band-Modell für das Tunneln liefert als Näherung für eine Barriere mit einer großen Bandlücke die Leitfähigkeit [58]

$$G^\sigma \approx \left(\frac{4e^2}{h}\right) e^{-2\kappa_0 a N} \sum_{\mathbf{k}_\parallel} \frac{\text{Im}\mathbf{g}_L^\sigma \text{Im}\mathbf{g}_R^\sigma}{|1 - (\mathbf{g}_L^\sigma + \mathbf{g}_R^\sigma) e^{-\kappa_0 a} + \mathbf{g}_L^\sigma \mathbf{g}_R^\sigma e^{-2\kappa_0 a}|^2}$$

mit dem über die zweidimensionale Brillouinzone gemittelten imaginären Wellenvektor κ_0 , der Gitterkonstanten a und der Anzahl der Gitterebenen im Isolator N . Der Faktor $e^{-2\kappa_0 a N}$ bestimmt die starke Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Barrierenhöhe und -breite. Da $-(1/\pi)\text{Im}\mathbf{g}_L^\sigma(E_F, \mathbf{k}_\parallel)$ und $-(1/\pi)\text{Im}\mathbf{g}_R^\sigma(E_F, \mathbf{k}_\parallel)$ gerade die eindimensionalen Oberflächenzustandsdichten des Spinkanals $(\sigma, \mathbf{k}_\parallel)$ für die linke und rechte Elektrode sind, ist der Strom der verschiedenen Kanäle proportional zum Produkt der Zustandsdichten der beiden Elektroden wie im Jullièremodell. Die zusätzliche Skalierung durch den Nenner beschreibt die Wechselwirkung der beiden Elektroden durch den Überlapp der Wellenfunktionen.

Für eine realistische Beschreibung des Tunnelprozesses muß jedoch die Multi-Bandstruktur der Ferromagneten berücksichtigt werden. Stearns [59] erkannte als erstes, daß die s-p-Elektronen und nicht die d-Elektronen für das Tunneln von einem Übergangsmetall wichtig sind. Demnach ist nicht die Gesamtzustandsdichte ausschlaggebend, die von den d-Zuständen dominiert wird, sondern die Beiträge der Elektronen mit s-p-Charakter. Tatsächlich ergaben Berechnungen mittels des Landauerformalismus zum Tunneleffekt zweier Co-Elektroden über eine Vakuumlücke, die durch kontinuierliches Herunterdrehen des Hoppingparameters zwischen den Elektroden dargestellt wird, eine weniger starke Abstandsabhängigkeit der s-s und s-p Übergangsmatrixelemente im Vergleich zur d-d Wechselwirkung. Da Tunneln durch eine Vakuumlücke vergleichbar ist mit Tunneln durch eine hohe Isolationsbarriere [58], wird so in beiden Fällen eine positive Spinpolarisation der tunnelnden Elektronen erhalten.

Eine ähnliche Abhängigkeit der Tunnelwahrscheinlichkeit von der vorliegenden Symmetrie der Elektronenzustände liefern Butler et. al. [60], deren Voraussagen mit Tunnelexperimenten an epitaktischem Fe(100)/MgO(100)/Fe(100) in Einklang sind, die einen TMR-Effekt von 60% bei 30 K zeigen [61].

Muß die Annahme der k_\parallel -Erhaltung fallengelassen werden, wie es etwa für das am meisten verwendete Barrierenmaterial gilt, amorphes Al_2O_3 , so kommt es, zusätzlich zur Vermischung der k_\parallel -Zustände, zu resonantem Tunneln durch lokalisierte Elektronenzustände, die bei großer Unordnung und dicker Barriere das Tunneln dominieren können [62].

Aufgrund ihrer großen Spinpolarisation versprechen auch die Perovskite einen großen TMR-Effekt, der aber aufgrund des relativ kleinen T_c nur auf tiefe Temperaturen beschränkt ist, aber die Möglichkeit bietet, rein oxidische Tunnelelemente herzustellen mit einer weniger sensitiven Grenzfläche. So wurden an $\text{LaCaMnO}_3/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{LaCaMnO}_3$ -Schichten mit kristallinem Al_2O_3 ein Tunneleffekt von 60% bei 40K gefunden, mit Tunneln sowohl durch die Al_2O_3 -Barriere als auch zwischen den Korngrenzen des LaCaMnO_3 [63].

1.6 Magnetische Zwischenlagenkopplung

Werden wie etwa in Kap. 1.4 beschrieben zur Einstellung eines antiparallelen Zustands zwei magnetische Schichten mit unterschiedlichen Koerzitivfeldstärken durch eine nichtmagnetische Schicht getrennt, so wird oft eine magnetische Kopplung bei der Schichten beobachtet. Für die weichmagnetische Schicht äußert sich dies durch die Verschiebung der Minorloop der Hystereseurve um das Verschiebungsfeld H_0 . Von Sättigung bei positivem Feld ausgehend, bedeutet dies im Falle ferromagnetischer Kopplung, siehe Abb. 1.12, eine Verschiebung zu negativen Feldwerten, im Falle antiferromagnetischer Kopplung zu positiven Feldwerten. Die Kopplung entspricht somit einem zusätzlichen Magnetfeld, welches auf die weichmagnetische Schicht wirkt. Als

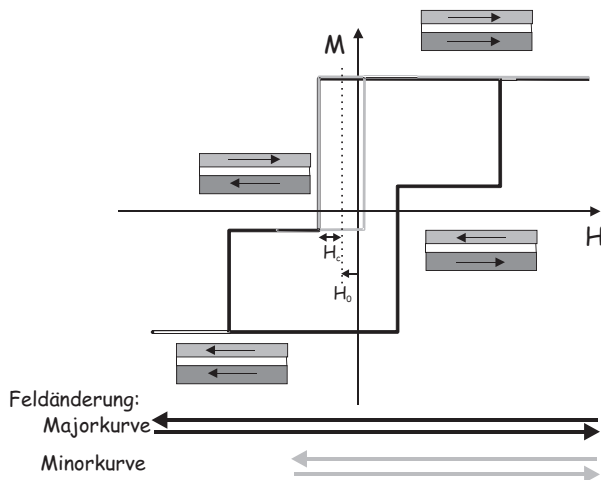


Abbildung 1.12: Verschiebung der Minorloop der weichmagnetischen Schicht um das Kopplungsfeld H_0 , hier schematisch dargestellt für den Fall ferromagnetischer Kopplung zwischen den magnetischen Schichten, durch eine unmagnetische Schicht getrennt

mögliche Ursachen für das Auftreten von ferro- oder antiferromagnetischer Kopplung werden diskutiert:

- Magnetostatische Kopplung durch nichtkompensierte Pole an den Rändern der Schicht

Unkompensierte magnetische Pole an den Rändern der magnetischen Schicht erzeugen ein Feld in der nächsten magnetischen Schicht, das deren Magnetisierung antiparallel ausrichten möchte. Das Kopplungsfeld H_M ist indirekt proportional zur Länge der gepinnten Schicht und macht sich bei Schichtelementen von Abmessungen im μm -Bereich bemerkbar, die Schaltfelder weichen vom Stoner-Wohlfarth-Verhalten ab [64] [65].

- Direkte Kopplung der magnetischen Schichten über Brückenbildung durch die nichtmagnetische Schicht

Ist die Zwischenschicht sehr dünn, so können sich schon während der Deposition oder nach dem Tempern der Schichten magnetische Brücken durch die nichtmagnetische Schicht ausbilden, die eine lokale ferromagnetische Kopplung verursachen. Die Brücken treten bevorzugt entlang von Korngrenzen auf und haben eine entsprechend kleine Querschnittsfläche. Durch thermische Fluktuationen der Spins und/oder die Konzentrationsabhängigkeit der Curietemperatur in den magnetischen Brücken wird diese Kopplung mit zunehmender Temperatur

schwächer[66]. So konnten Stobiecki et al. durch Messungen der Remanenz von antiferromagnetisch gekoppelten NiFe/Cu-Multilagen eine starke Abhängigkeit von der Temperatur zeigen[67]. Ähnlich wird eine starke Temperaturabhängigkeit der ferromagnetischen Kopplung bei Spinventilen mit sehr dünnen Zwischenlagen auf die Existenz von schmalen magnetischen Brücken zurückgeführt[68].

- Magnetostatische Kopplung durch korrelierte Rauigkeit der Grenzflächen

Ist die Rauigkeit der Grenzflächen des Schichtsystems korreliert, wie es etwa bei kolumnarem Kornwachstum bei vielen Systemen auftritt, so bilden sich infolge der Nichtstetigkeit der Normalkomponente der Magnetisierung an der Grenzfläche magnetische Ladungen, deren Streufelder auf die nächste magnetische Lage derart wirken, daß eine parallele Ausrichtung der Magnetisierung bevorzugt wird, siehe Abb. 1.13(a). Dieser auch *orange-peel*-Kopplung genannte Effekt wurde 1962 von Neel berechnet [69] unter der Annahme zweier halb-unendlich ausgehnter ferromagnetischer Lagen, die durch das Vakuum getrennt sind und deren magnetische Momente an den Grenzflächen genauso fest in eine Richtung zeigen wie im Volumen. Wird die Annahme einer rigiden Verteilung der magnetischen Ladungen fallengelassen, wie es etwa bei Zwischendicken d in der Größenordnung der Rauigkeitsamplitude h zu erwarten ist, und in einer atomistischen Näherung die Kopplungsenergie berechnet, so ergibt die analytische Näherung [70] für die Kopplungsenergie J :

$$J = \left(\frac{\pi}{\sqrt{8}} \right) M_{FM1} M_{FM2} \mu_0 \left(\frac{h^2}{\lambda} \right) \cdot e^{-\frac{2\pi\sqrt{2}\cdot d}{\lambda}} \quad (1.1)$$

mit der Magnetisierung M_{FM1} und M_{FM2} der beiden magnetischen Schichten, der Rauigkeitsamplitude h und der Korrelationslänge λ . Wenn man annimmt, dass eine einzige Domäne in jeder magnetischen Lage vorhanden ist mit Magnetisierung parallel oder antiparallel zum äusseren Feld, so läßt sich ein analytischer Ausdruck für J in Abhängigkeit vom Verschiebungsfeld H_0 angeben [71], das auf die Schicht FM2 wirkt:

$$H_0 = \frac{J}{\mu_0 M_{FM2} t_{FM2}} \quad (1.2)$$

mit t_{FM2} als Dicke von FM2.

Eine Berücksichtigung der endlichen Dicken der magnetischen Schichten [72] liefert zusätzliche Kopplungsbeiträge durch die Wechselwirkung der magnetischen Pole an den äußeren Grenzflächen mit den magnetischen Polen der nächsten magnetischen Schicht. Wie aus Abb. 1.13(b) ersichtlich ist, sind dabei die Ladungen der äußeren Grenzflächen jeweils antikorreliert mit den Ladungen der inneren Grenzflächen der nächsten Schicht, weshalb diese Wechselwirkung von antiferromagnetischer Natur ist. Die Gesamtkopplungsenergie J für ein Schichtsystem aus zwei magnetischen Schichten FM1 und FM2 der jeweiligen Schichtdicke t_{FM1} und t_{FM2} setzt sich zusammen aus zwei ferromagnetischen und zwei antiferromagnetischen Beiträgen, die der Kopplung der jeweiligen Grenzflächen miteinander entsprechen, siehe Abb. 1.13(b):

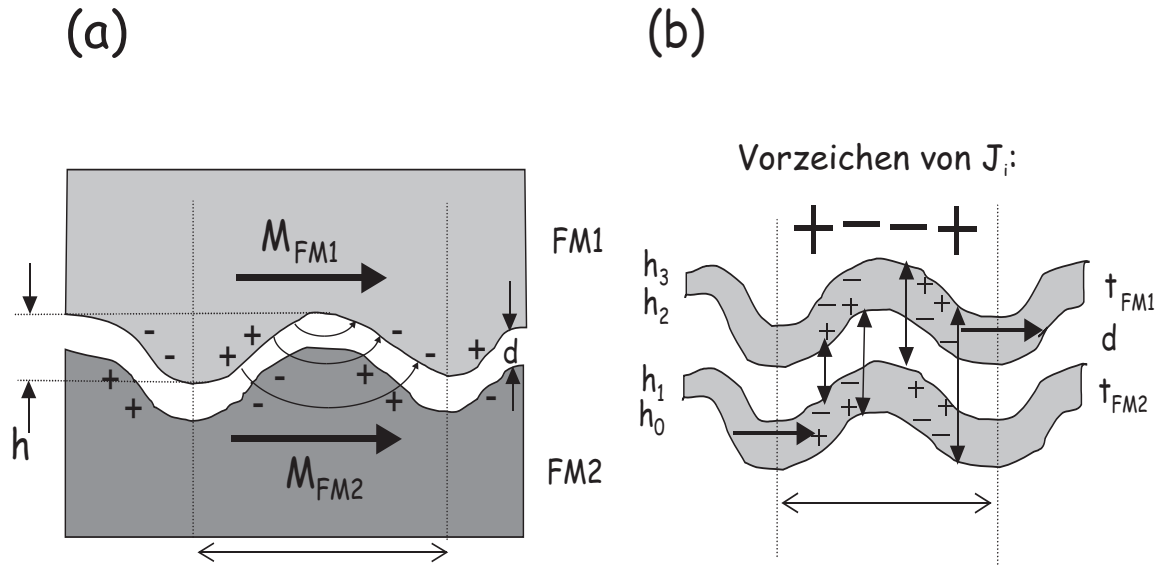


Abbildung 1.13: (a) Schemazeichnung der magnetostatischen Wechselwirkung zwischen zwei magnetischen Schichten mit korrelierter Rauigkeit der Amplitude h und Korrelationslänge λ , (b) bei endlichen Schichtdicken der ferromagnetischen Schichten kommt es durch die magnetischen Pole an den äußeren Grenzflächen zu zwei zusätzlichen antiferromagnetischen und einem zusätzlichen ferromagnetischen Kopplungsbeitrag

$$\begin{aligned}
 J = & \frac{\left(\frac{\pi}{\sqrt{8}}\right) M_{FM1} M_{FM2} \cdot \mu_0}{\lambda} \cdot e^{-2\pi\sqrt{2}\frac{d}{\lambda}} \times & (1.3) \\
 & \times \left[h_1 h_2 - h_0 h_2 \cdot e^{-\frac{2\pi\sqrt{2}t_{FM2}}{\lambda}} - h_1 h_3 \cdot e^{-\frac{2\pi\sqrt{2}t_{FM1}}{\lambda}} + h_0 h_3 \cdot e^{-\frac{2\pi\sqrt{2}(t_{FM1}+t_{FM2})}{\lambda}} \right]
 \end{aligned}$$

wobei d die Zwischenschichtdicke, λ die Rauigkeitskorrelationslänge und h_0, h_1, h_2, h_3 die Rauigkeitsamplituden der jeweiligen Grenzflächen darstellen. Durch die unterschiedlichen h_i kann eine Abhängigkeit der Rauigkeit von der Dicke der Schicht berücksichtigt werden, wie sie bei Spinventilsystemen für das anfängliche Wachstum bis zu etwa 5nm beobachtet wird [73].

Da die einzelnen Kopplungsbeiträge exponentiell vom Abstand der Grenzflächen abhängen, dominiert der ferromagnetische Beitrag der innersten Grenzflächen, während die antiferromagnetischen Kopplungsbeiträge eine Abschwächung der ferromagnetischen Kopplung bewirken.

Um die ferromagnetische Kopplung durch den orange-peel-Effekt in einem Schichtsystem abschätzen zu können, kann die Korrelationslänge λ und die

Modulationsamplitude h aus dem Grenzflächenverlauf anhand von TEM-Querschliffaufnahmen [74] bestimmt werden. Eine weitere Möglichkeit bieten STM-Aufnahmen der Oberflächentopographie, aus denen λ als mittlerer Hügelabstand und die Modulationsamplitude aus der RMS-Rauhigkeit über die Beziehung $RMS = \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 \cdot h \approx \frac{h}{2}$ gegeben sind [75] [76]. Tatsächlich konnte experimentell eine deutliche Abhängigkeit der ferromagnetischen Kopplungsstärke von der Grenzflächenrauigkeit gezeigt werden, etwa durch Untersuchungen an Schichtsystemen auf unterschiedlichen Bufferlagen [77] oder durch Unterbrechung der Korrelation der aufeinanderfolgenden Grenzflächen während der Deposition mittels sogenannter Surfactants wie z.B. Pb [78] oder Ag [79].

- Indirekte Austauschkopplung

Bei metallischen Zwischenschichten kann die in Kap. 1.1 erläuterte indirekte Austauschkopplung zwischen den magnetischen Schichten über die Leitungselektronen der Zwischenschicht beobachtet werden, bei der je nach Zwischenlagendicke eine ferromagnetische oder antiferromagnetische Kopplung vorliegen kann.

- Domänenwandkopplung

Bei dünnen Schichten bilden sich durch das Zusammenspiel von Austausch-, Anisotropie- und Streufeldenergie als Domänenwände bevorzugt Neelwände aus [80], bei denen sich die Magnetisierungsrichtung in der Schichtebene dreht. Wegen der Nichtstetigkeit der Normalkomponente der Magnetisierung in der Wand bilden sich magnetische Pole und damit Streufelder an der Schichtoberfläche, die mit den Neelwänden der darüberliegenden magnetischen Schicht wechselwirken und diese festhalten können [81] [82]. Abb. 1.14 zeigt, wie der Drehsinn

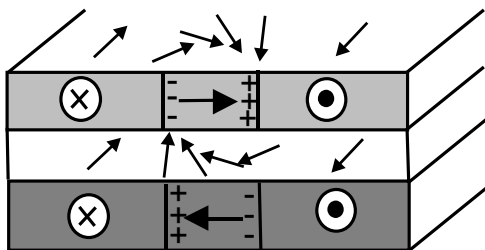


Abbildung 1.14: Verlauf der Magnetisierung in einer Neelwand und daraus resultierende magnetische Ladungsverteilung, welche eine Kopplung zu einer darunterliegenden Neelwand mit das Streufeld schließender Drehrichtung der Wandmomente begünstigt

der Magnetisierung der Neelwand in der darüberliegenden Schicht fortgesetzt wird und so das Streufeld verkleinert. Durch die zusätzlich benötigte Energie, die die Domänenwand beim Ummagnetisierungsprozeß aufbringen muss, wird das Schaltfeld erhöht. Die Minorloop ist hier nicht verschoben, sondern lediglich aufgeweitet gegenüber dem ungekoppelten Zustand.

Ähnlich zu Neelwänden können auch durch sogenannte magnetische Ripples magnetische Pole und damit Streufelder auftreten, die mit einer benachbarten magnetischen Schicht wechselwirken können [83] [76] [84]. Magnetische Ripples treten in polykristallinen Schichten auf, bei denen die Richtung der Kristallaniso-

tropie von Korn zu Korn wechselt, aber durch die Austauschenergie zu einer durchschnittlichen Magnetisierungsrichtung gemittelt wird. Falls die Magnetisierung zweier angrenzender Körner jeweils um die Winkel Φ_1 und Φ_2 von der mittleren Magnetisierung abweichen, so resultiert daraus im Falle zweier lateral nebeneinander liegender Körner, siehe Abb. 1.15(a), eine transversale Ladung an der Korngrenze proportional $(\sin \Phi_1 - \sin \Phi_2)$, dagegen im Falle zweier longitudinal liegender Körner, siehe Abb. 1.15(b), eine für kleine Φ viel kleinere longitudinale Ladung $(\cos \Phi_1 - \cos \Phi_2)$ an der Korngrenze [85]. Die mit der Ladung verknüpfte Streufeldenergie unterdrückt somit laterale Modulationen der Magnetisierung, läßt aber kleine Modulationen in longitudinaler Richtung und damit kleine Streufelder zu, die eine senkrechte Textur zur Magnetisierungsrichtung bewirken, siehe Abb. 1.15(c).

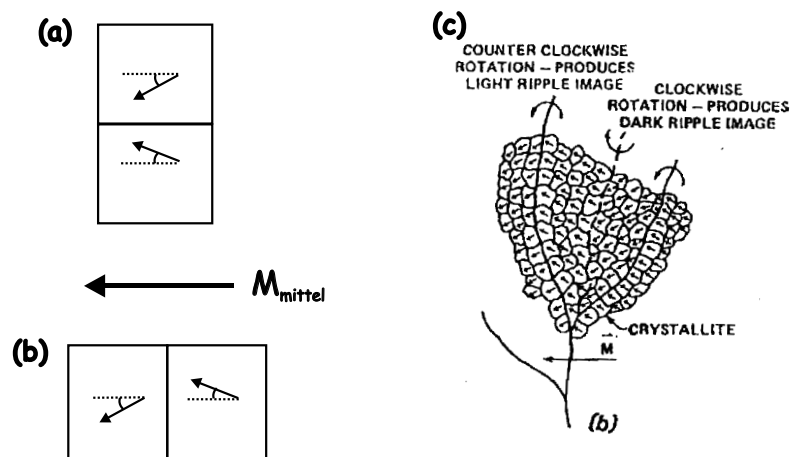


Abbildung 1.15: Zustandekommen der Ripplestruktur durch Vergleich der lokalen Magnetisierung zweier benachbarter Körner. (a) Falls die Magnetisierungen der beiden Körner, in vertikaler Richtung, bezüglich der mittleren Magnetisierungsrichtung um die Winkel Φ_1 und Φ_2 abweichen, entsteht an der Korngrenze magnetische Ladung proportional zu $\sin \Phi_1 - \sin \Phi_2$, (b) falls die Magnetisierungen der beiden Körner, in Richtung der mittleren Magnetisierung, bezüglich der mittleren Magnetisierungsrichtung um die Winkel Φ_1 und Φ_2 abweichen, entsteht an der Korngrenze magnetische Ladung proportional zu $\cos \Phi_1 - \cos \Phi_2$. (c) Darstellung der Ripplestruktur einer polykristallinen Schicht, die Ripplestruktur ist als heller oder dunkler Kontrast je nach Drehrichtung der Magnetisierung in der Lorentzmikroskopie zu erkennen, aus [86].

1.7 Magnetostriktion

Durch die Magnetostriktion wird die Form eines magnetischen Materials bei Drehung der Magnetisierung verändert. Sie ist in der Spin-Bahn-Kopplung begründet und wird durch die Sättigungsmagnetostriktion $\lambda_S = \left(\frac{\delta l}{l}\right)_{max}$ bei gesättigter Probe beschrieben, wobei typische Werte zwischen 10^{-5} und 10^{-7} liegen, mit positivem oder negativem Vorzeichen. In kristallinen Proben ist die Magnetostriktion richtungsabhängig mit charakteristischen Koeffizienten für die jeweiligen Kristallrichtungen. Die Magnetostriktion von polykristallinen Materialien wird durch Mittelung erhalten, so ist z.B. für eine statistisch verteilte polykristalline (kubische Symmetrie) Probe $\lambda = \frac{2}{5}\lambda_{100} + \frac{3}{5}\lambda_{111}$ [87]. Entsprechend der Magnetostriktion bewirkt auch umgekehrt eine mechanische Spannung einen Einfluß auf die Vorzugsrichtung der Magnetisierung. Die damit verbundene magnetoelastische Energie E_σ wird beschrieben durch $E_\sigma = -\frac{3}{2}\lambda_S\sigma \cos^2\theta$, wobei σ die angelegte Spannung und θ der Winkel zwischen der Magnetisierung M und σ ist. Durch die magnetoelastische Energie wird die Anisotropie K_σ induziert gemäß $K_\sigma = \frac{3}{2}\lambda_S\sigma$. Bei der technischen Herstellung von magnetischen Sensorelementen im μm -Bereich, wie sie als Anwendung für magneto-resistive Effekte, siehe Kap. 1.3 und Kap. 1.5, diskutiert und schon eingesetzt werden, lassen sich eventuell auftretende mechanische Spannungen nach dem Strukturierungsprozess dieser Elemente kaum vermeiden. Um zu verhindern, dass diese über die magnetoelastische Kopplung eine undefinierte Vorzugsrichtung der Magnetisierung der weichmagnetischen Detektionsschicht induzieren, eine sogenannte leichte Richtung, ist man interessiert an weichmagnetischen Materialien mit verschwindender Magnetostriktion. Das meist verwendete Material ist $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$, das für Fe-angereicherte Zusammensetzungen $\lambda > 0$ und für Fe-ärmere Zusammensetzungen $\lambda < 0$ aufweist, siehe Abb. 1.16.

Das Verschwinden der Magnetostriktion kann beschrieben werden mittels des sogenannten Split-Band-Modells, welches die Zustandsdichte für Legierungen mit Unterschied in der Ordnungszahl grösser als 2 und damit für NiFe in einem einfachen Bild wiedergibt. Hierbei sind die d-Bänder der Legierung aufgespalten auf einer Energieskala $\epsilon_A - \epsilon_B > 2w$ für $\Delta Z > 2$. Mechanische Spannungen wirken sich über das Gitter im Wesentlichen nur auf die Minoritätselektronen aus, da die gesplittenen Bänder der Majoritätselektronen für NiFe unterhalb der Fermienergie liegen. Die Magnetostriktion verschwindet, falls die Fermieenergie in die Mitte der beiden aufgespaltenen Minoritätsbänder fällt. Durch diese magnetostriktionsfreien Eigenschaften zusammen mit einer verschwindenden Kristallanisotropie ist $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ sehr weichmagnetisch, wengleich auch deutlich grössere Werte von $|\lambda|$ für dünne Schichtdicken in Abhängigkeit vom angrenzenden Material beobachtet werden [89] [90], was durch mikrostrukturelle Änderungen oder eine veränderte elektronische Struktur an der Grenzfläche erklärt wird.

Ein anderer Ansatz, um weichmagnetische Materialien der gewünschten Eigenschaften zu erhalten, bieten Co-reiche amorphe magnetische Legierungen. Diese bieten den Vorteil, dass die Magnetostriktion um die Zusammensetzung bei $\lambda = 0$ im Vergleich zur NiFe-Legierung weniger sensitiv von der Stöchiometrie abhängt, siehe Abb. 1.17 im Vergleich zu Abb. 1.16.

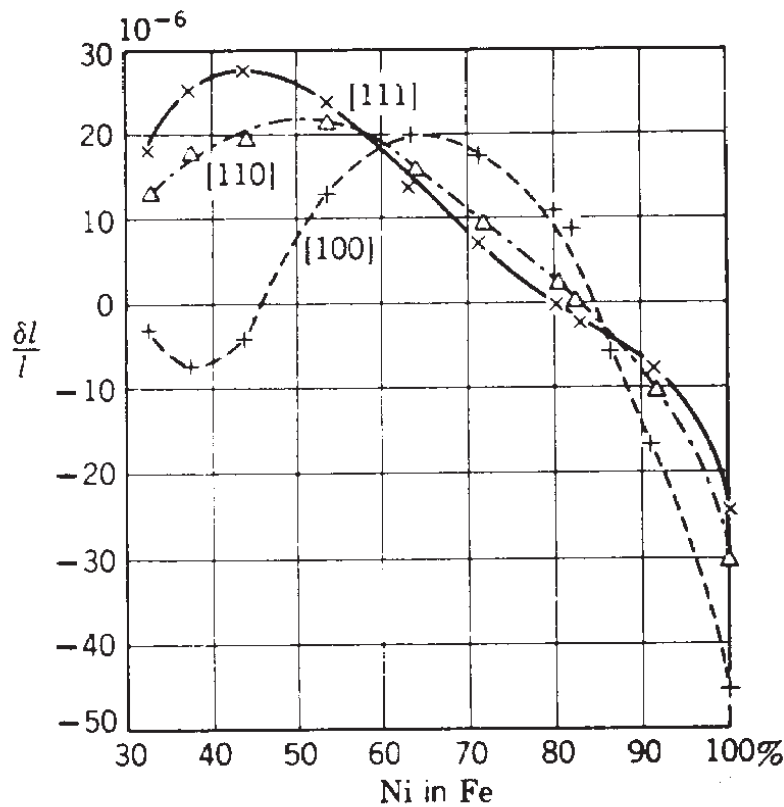


Abbildung 1.16: Magnetostraktion von NiFe nach F.Lichtenberger [88]

1.8 Magnetismus in amorphen Systemen

Die Existenz magnetischer Momente durch ungepaarte Elektronen und eine diese koppelnde Wechselwirkung bedingt das Auftreten magnetischer Ordnung. Damit ist keine kristalline Ordnung über lange Reichweiten nötig, diese Bedingungen werden auch von amorphen Festkörpern erfüllt aufgrund der Kurzreichweite der Austauschwechselwirkung. Da ausserdem wegen der hohen Nahordnung die strukturelle Umgebung des amorphen Zustands ähnlich dem des kristallinen Zustands ist, sind fast alle Übergangsmetall-Metalloid Legierungen im amorphen Zustand ferromagnetisch, falls der entsprechende kristalline Zustand dies ist. Für die Beschreibung der amorphen Strukturen werden deshalb die entsprechenden Modelle für den kristallinen Zustand übernommen und deren feste Parameterwerte, z.B. für die Austauschwechselwirkung, durch die zugehörige Verteilung des Parameters ersetzt. Zusammen mit der Verdünnung der ferromagnetischen Komponenten durch die Metalloidatome resultiert dies in einer niedrigeren Sättigungsmagnetisierung und Curietemperatur [92]. Diese für die Anwendung unerwünschten Eigenschaften stehen einige Merkmale gegenüber, die amorphe Systeme unter bestimmten Voraussetzungen insbesondere als weichmagnetische Werkstoffe interessant machen:

Die konkurrierenden Wechselwirkungen, die die Orientierung der lokalen Magnetisierungsrichtung festlegen, sind die Austauschwechselwirkung zwischen den benachbarten Momenten J und deren Kopplung D an die lokale Kristallfeldanisotropie [103]. Während für die meisten Selten-Erd-Übergangsmetall-Legierungen $D/J > 1$ ist und

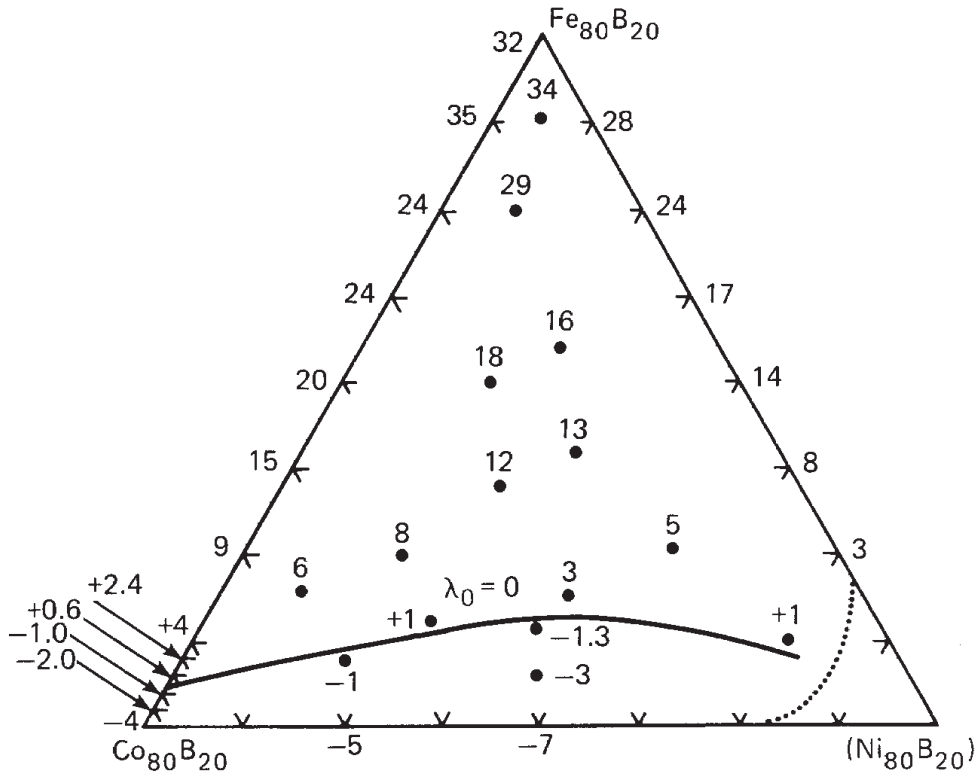


Abbildung 1.17: Abhängigkeit der Magnetostraktion von der Zusammensetzung von $(\text{Co}_x\text{Fe}_y\text{Ni}_z)_{80}\text{B}_{20}$. Die dicke Linie markiert den Bereich $\lambda = 0$ [91].

damit die Magnetisierungsrichtung der lokalen magnetischen Anisotropie folgt, wobei eine Vielzahl von interessanten magnetischen Strukturen (spero-, speri-, asperomagnetisch) beobachtet werden kann (für eine theoretische Betrachtung siehe [102]), ist für die meisten Übergangsmetall-Metalloid(also B, Si, C, P)-Verbindungen $D/J < 1$ und damit verläuft die Magnetisierung in einer festen Richtung in einem Bereich, der viel grösser ist als die Distanz, in der die lokale Anisotropie ihre Richtung ändert. So wird auf makroskopischer Skala die lokale Anisotropie herausgemittelt, $\langle K \rangle = 0$. Zusammen mit dem Fehlen ausgedehnter Defekte wie etwa Versetzungen und Korngrenzen, die als Haftzentren bei der Domänenwandbewegung wirken können, führt dies zu extrem kleinen Koerzitivfeldstärken. Im wesentlichen wird dann der Hystereseverlauf durch eine etwaige induzierte Anisotropie bestimmt.

Eine mögliche Ursache hierfür ist das Vorliegen einer anisotropen Mikrostruktur, etwa durch strukturelle Fluktuationen. Wie kann man sich nun diese vorstellen, etwa in den uns besonders interessierenden Co-reichen amorphen Systemen? Hier liegt durch die fehlende langreichweitige Ordnung keine vergleichbare Kristallanisotropie vor wie in kristallinem Co. Trotzdem bilden die in der amorphen Matrix vorkommenden Cluster [93][94][95] von ikosahedraler, trigonaler und oktahedraler Symmetrie eine kurzreichweitige Ordnung mit einer entsprechenden Anisotropie. Die trigonalen und hexagonalen Cluster entsprechen dabei jeweils der (hcp)- und (fcc)-Phase von kristallinem Co. Werden die Cluster bei der Deposition der Schichten bevorzugt in einer Richtung

ausgerichtet, so bewirkt die damit verknüpfte Anisotropie eine makroskopische uniaxiale Anisotropie [96].

Weiter kann durch Verzerrungs-Magnetostruktions-Wechselwirkungen infolge auftretender mechanischer Spannungen beim Erstarren oder Tempern unter angelegter mechanischer Spannung eine Anisotropie im Amorphem induziert werden.

Werden die verschiedenartigen ferromagnetischen Atome unter anliegendem magnetischen Feld deponiert oder unterhalb der Curietemperatur mit anliegendem Magnetfeld ausgelagert, so kann eine dipolähnliche Richtungsanordnung der magnetischen Atome erfolgen. Die damit verknüpfte Anisotropie berechnet sich für ein zweikomponentiges System mit den atomaren Anteilen x_A und x_B und der entsprechenden Magnetisierung M_A und M_B folgendermaßen [97]: $K_u = b \left[\frac{M_A}{x_A} + \frac{M_B}{x_B} \right]$ mit $b \propto p_{AB} x_A x_B$. Hierbei entspricht p_{AB} der kleinen Korrektur der radialen Verteilungsfunktion G bei Paarordnung.

1.9 Elektronische Struktur und Magnetismus von Co-reichen amorphen Legierungen

Um den Magnetismus von amorphen Legierungen zu verstehen muß man ihre elektronische Struktur kennen. Speziell für die uns interessierende Zusammensetzung CoFeNiSiB existiert keine derartige theoretische Berechnung der Elektronenstruktur, weshalb die Elektronenstruktur von CoFeNiSiB über eine Superposition der Zustandsdichte (Density of States DOS) von Co(BSi) und FeNi(BSi) angenähert wird [98]. Da der FeNi(SiB)-Anteil an der Gesamt-DOS für CoFeNiSiB klein ist [98] und B und Si sich ähnlich verhalten [99], sollen im folgenden Ergebnisse zum einfachen System CoB vorgestellt werden. Tanaka et. al. [100] berechnete für das amorphe System $\text{Co}_{1-x}\text{B}_x$ mittels lokalisierter LMTO-Näherung und lokaler Spindichte-Funktionaltheorie die projizierten Zustandsdichten für die beiden Spinrichtungen. Abb. 1.18(a) aus [100] zeigt diese für amorphes Co und für $\text{Co}_{1-x}\text{B}_x$ mit zunehmendem B-Gehalt. Im Vergleich zur berechneten DOS von amorphem Co wird die Bandbreite der Co d-Zustände schmaler mit zunehmendem B-Gehalt aufgrund der Abnahme der Koordinationszahl der Co-Co Paare, gleichzeitig hybridisieren die B p-Zustände, die Amplituden um -8 eV unterhalb des Ferminiveaus und um 2-4 eV oberhalb des Ferminiveaus haben, mit den Ausläufern der Co d-Zustände. Aus Abb. 1.18(a) ist ersichtlich, daß die Austauschspaltung der Co d-Zustände mit zunehmendem B-Gehalt abnimmt und dementsprechend der höchste Peak der Minoritäts-d-Zustände näher zum Ferminiveau wandert. Damit nimmt zwar mit zunehmendem B-Gehalt das magnetische Moment pro Co-Atom ab, die DOS an der Fermienergie nimmt jedoch zu.

Um den Einfluß der B-Atome auf die Austauschspaltung und damit auf den Magnetismus zu verstehen, wurde außerdem die elektronische Struktur im paramagnetischen Zustand berechnet [100], Abb. 1.18(b). Wie in den spinpolarisierten Berechnungen sinkt mit steigendem B-Gehalt die Bandbreite, gleichzeitig hybridisieren die B p-Zustände mit den Co d-Zuständen und verstärken so die Ausläufer der d-Zustände. Dadurch wird die Amplitude des höchsten Peaks unterdrückt. Zwar wird der Hybridisierungseffekt durch den Effekt der Schmälerung der Bandbreite bei höherem B-Gehalt ($\text{Co}_{68}\text{B}_{32}$) wieder kompensiert, so daß die Peakamplitude wieder ansteigt, gleichzeitig verschiebt sich aber dieser Peak durch die Hybridisierung zu negativen Energien von

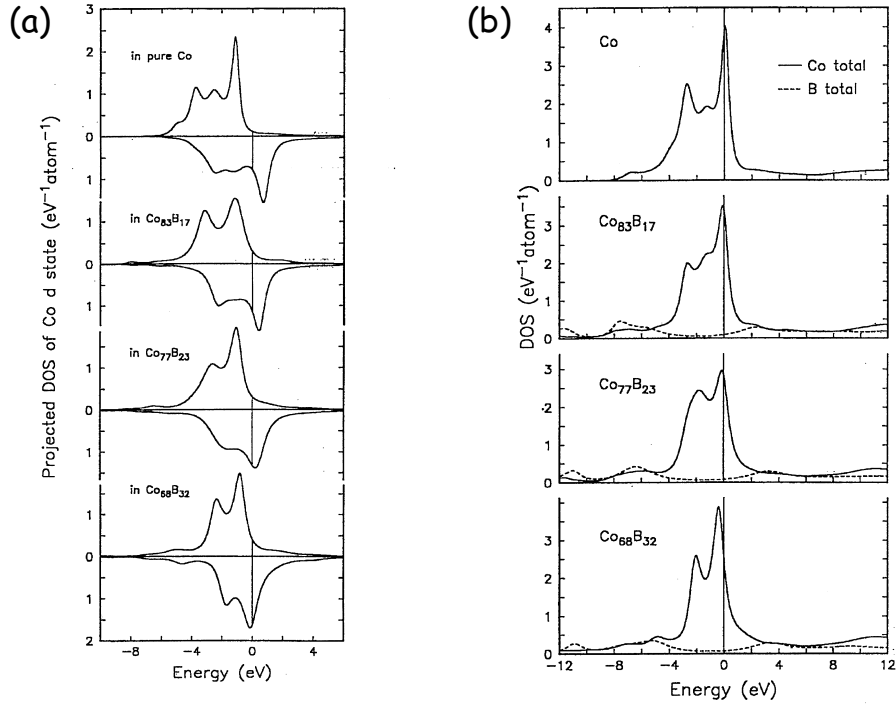


Abbildung 1.18: (a) Projizierte DOS von Co für amorphes reines Co und amorphe CoB-Legierungen. (b) Paramagnetische DOS der Co und B Plätze für amorphes reines Co und amorphe CoB-Legierungen. Die Nullpunktenergie stellt jeweils die Fermienergie dar. Aus [100].

der Fermienergie weg, so daß die DOS an der Fermienergie mit zunehmendem B-Gehalt abnimmt. Im Sinne des Stoner-Kriteriums erniedrigt dies die Austauschenergie eines Co-Atoms und die resultierende Austauschspaltung.

Die mit diesem Modell berechneten magnetischen Momente pro Co-Atom sind in sehr guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten [100], spinaufgelöste Photoemissionsexperimente [101] zeigen eine qualitative Übereinstimmung bezüglich der Spinpolarisation an der Fermikante. Magnetooptische und magnetoresistive Untersuchungen an CoFe(Ni)SiB-Bändern[98] lassen sich im Rahmen der obigen Bandstruktur erklären.

1.10 Hysterese in schwerer und leichter Richtung

Liegt in der Schicht eine uniaxiale Anisotropie vor, deren mögliche Ursache in Kap. 1.8 beschrieben ist, so lässt sich die freie Energie E in einem Ein-Domänen-Bild folgendermaßen beschreiben [104], siehe Abb. 1.19(a):

$$E = K_1 \sin^2(\phi - \alpha) - H_x M \sin \theta \cos \phi - H_y M \sin \theta \sin \phi + 0.5(4\pi M^2 \cos^2 \theta) \quad (1.4)$$

Hierbei beinhaltet der erste Term die Anisotropieenergie mit K_1 als Anisotropiekonstante erster Ordnung, der zweite und dritte Term stellt die Zeeman-Energie mit den in x- und y-Richtung orientierten magnetischen Feldern H_x und H_y dar. Der letzte Term verkörpert die Entmagnetisierungsenergie unter der Annahme eines unendlich ausgedehnten dünnen Films¹. Der Faktor 0.5 kommt daher, dass es ein Selbstentmagnetisierungsterm ist; der Beitrag verschwindet, wenn die Magnetisierung in Ebene liegt.

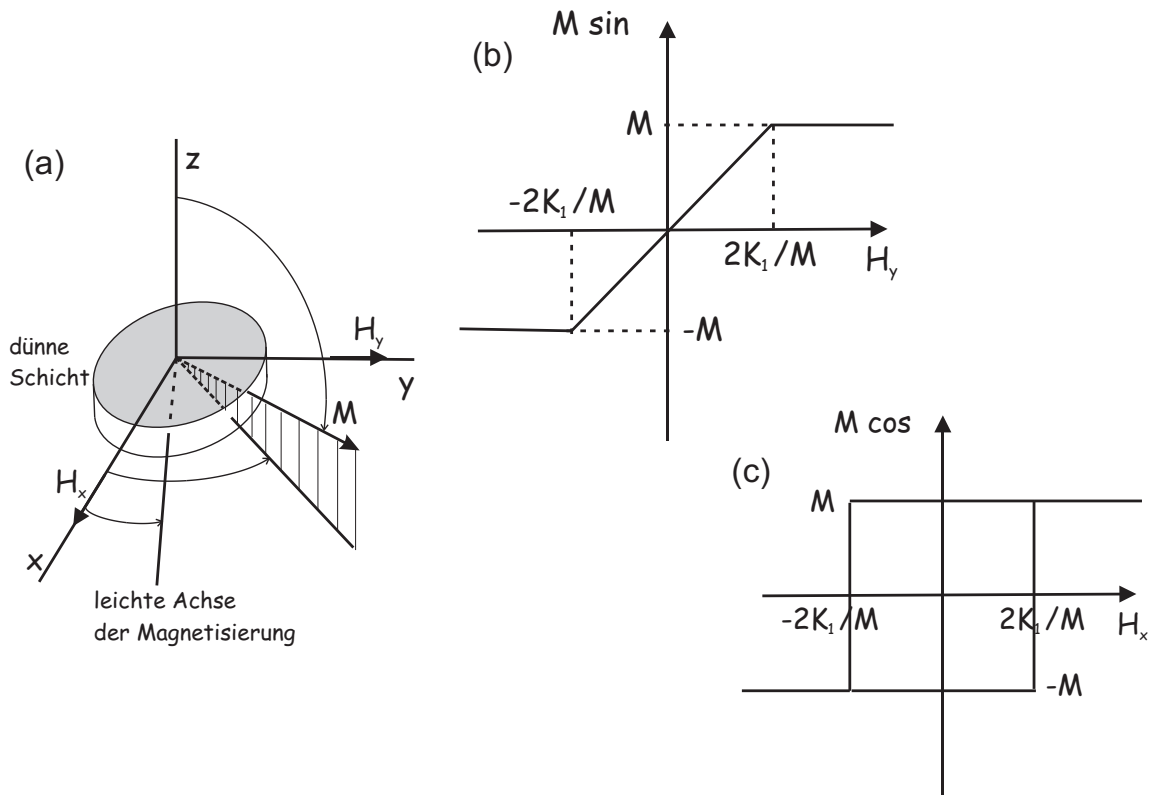


Abbildung 1.19: (a) Verdeutlichung der relativen Orientierung zwischen leichter Achse, Magnetisierungsrichtung und angelegtem äußerem Feld an einer dünnen Schicht, (b) Magnetisierungskurve für den Fall $\alpha = 0$ mit dem Feld in schwerer Richtung, (c) Magnetisierungskurve für den Fall $\alpha = 0$ mit dem Feld in leichter Richtung.

Im folgenden werden die beiden Spezialfälle $\alpha = 0$ (leichte Richtung der Magnetisierung in x-Richtung) und H_x oder H_y gleich 0 betrachtet.

(1) Magnetfeld in schwerer Richtung

Im Fall $\alpha = 0$ und $H_x = 0$ wird das magnetische Feld H_y senkrecht zur leichten Achse angelegt und die daraus resultierende $M \sin \phi - H$ Abhängigkeit entspricht der mittels MOKE oder VSM messbaren Hysterese, siehe Kap. 2.7 und Kap. 2.6. Zur Vereinfachung sei $\theta = \frac{\pi}{2}$, die Magnetisierung liegt in Schichtebene. Auf die Magnetisierung wirkt das Drehmoment $\tau = \mathbf{r} \times (-\nabla E)$, mit \mathbf{r} als Einheitsvektor in

¹diese Annahme ist für die Dimensionen der untersuchten dünnen Schichten gerechtfertigt, da Dicke $d(\text{nm- bis } \mu\text{m-Skala}) \ll \text{Länge}(\text{cm}), \text{Breite}(\text{cm})$ [105]

Richtung von \mathbf{M} . Daraus läßt sich ableiten $\tau = \hat{\phi} \frac{1}{\sin \theta} \left(\frac{\partial E}{\partial \phi} \right)$ mit $\hat{\phi}$ als Einheitsvektor in Richtung von ϕ . Die Gleichgewichtsposition von \mathbf{M} ist gegeben durch $\frac{\partial E}{\partial \phi} = 0$. Daraus folgt:

$$\cos \phi = 0 \quad (1.5)$$

$$M \sin \phi = M \frac{H_y}{\frac{2K_1}{M}} \quad (1.6)$$

mit dem sogenannten Anisotropiefeld $\frac{2K_1}{M}$. Der zugehörige Hystereseloop ist in Abb. 1.19(b) ersichtlich.

(2) Magnetfeld in leichter Richtung

Falls das Magnetfeld in schwerer Richtung angelegt wird, berechnet sich die zugehörige $M \cos \phi$ -H-Abhängigkeit mit $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\alpha = 0$, $H_y = 0$ in Gleichung 1.10 eingesetzt und $\frac{\partial E}{\partial \phi} = 0$ zu:

$$\sin \phi = 0 \quad (1.7)$$

$$M \cos \phi = -M \frac{H_x}{\frac{2K_1}{M}} \quad (1.8)$$

Bei $\phi = 0$ gibt es immer ein Extremum. $\frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} = 0$ markiert die Grenze beim Übergang des Extremums vom Minimum zum Maximum. Daraus folgt:

$$\cos 2\phi = \left(\frac{H_s}{\frac{2K_1}{M}} \right)^2 \quad (1.9)$$

Falls $H_x = \frac{2K_1}{M}$, ist demnach $\phi = 0$ oder $\phi = \pi$. An dieser Stelle tritt eine irreversible Magnetisierungsänderung um $2M$ auf wie in Abb. 1.19(c) gezeigt.

Experimentell wird jedoch beobachtet, daß die Magnetisierung in leichter Richtung schon bei einem viel kleineren Feld ihre Richtung umdreht, weil die Ummagnetisierung durch Domänenwandbewegung und nicht durch kohärente Rotation geschieht. Dabei entstehen meist an den Rändern der Schicht, an denen die Streufeldenergie groß ist, sogenannte Nukleationsdomänen mit entgegengesetzter Magnetisierungsrichtung, die durch Domänenwandverschiebung schlagartig durch die ganze Schicht hindurchlaufen.

Kapitel 2

Experimentelles

2.1 Deposition der Schichten

Die Schichten wurden in einer kommerziellen Magnetronsputteranlage der Firma Electrotech vom Typ *PLASMAFAB MS5200* hergestellt, deren schematischer Aufbau in Abb. 2.1 gezeigt ist.

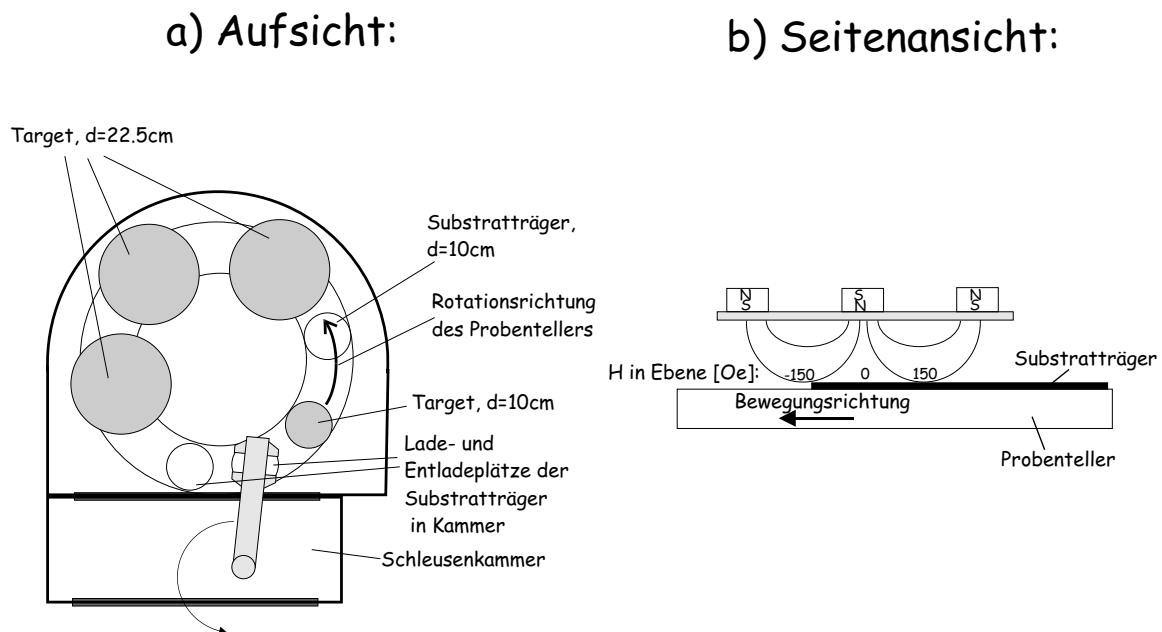


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau der Magnetronsputteranlage mit vier verfügbaren Targets a) in Aufsicht: durch Drehung des Probentellers wird das Substrat während der Deposition unterhalb des Targets vorbeibewegt, b) Seitenansicht: Feldverlauf auf Substrathöhe für das CoFeNiSiB-Target

Diese Anlage bietet Platz für 3 Targets mit 22.5 cm Durchmesser, ferner wurde eine zusätzliche Magnetronquelle eingebaut. Hiermit können zum einen material- und kostengünstigere 10 cm-Durchmesser Targets verwendet werden, zum anderen ist das Sputtern von magnetischen Materialien durch starke NdFeB-Permanentmagnete im Vergleich zu den schwächeren Eisenmagneten der drei grösseren Kanonen erleichtert (siehe unten).

Mit einem druckluftgesteuerten Transferarm kann ein 10cm-Wafer oder ein Substrat-träger der gleichen Dimension eingeladen und dann über eine Schleusenkammer in die eigentliche Depositionskammer eingebracht werden. Das Substrat wird dabei auf einen drehbaren Probenhalter gesetzt, der unterhalb der Targets um die Kammerachse hindurchrotieren kann. Nach einem dreistündigen Ausheizen der Kammer bei 120°C beträgt der Basisdruck typischerweise $1 \cdot 10^{-8}$ mbar.

Als Sputtergas wird Ar(5N) verwendet. Da einerseits zur Verringerung des Einbaus von Ar-Atomen in die Schicht mit einem möglichst kleinen Ar-Druck gesputtert werden sollte, andererseits aber unterhalb eines kritischen Drucks das Plasma nicht mehr zünden kann, wurde für jedes Material ein möglichst kleiner Sputterdruck gewählt, der eine konstante Leistung zulässt. Durch oberhalb des Targets angebrachte Permanentmagnete dringt magnetischer Fluss ins Plasma, der die Elektronen räumlich beschränkt auf ein ringförmiges Plasma direkt unterhalb des Targets, an dem entsprechend der grösste Materialabtrag erfolgt. Da magnetische Targets abhängig von Sättigungsmagnetisierung, Durchmesser und Dicke den magnetischen Fluss schon im Target schliessen, ist der kritische Sputterdruck hier höher. Entsprechende Werte für die Leistung und den Sputterdruck der einzelnen Targets waren für Ta $1 \cdot 10^{-3}$ mbar und 1kW, für Cu $3 \cdot 10^{-3}$ mbar und 0.5kW, für CoFeNiSiB $3 \cdot 10^{-3}$ mbar und 0.1kW und für Co $5 \cdot 10^{-3}$ mbar und 0.3kW.

Um die Substrattemperatur bei der Deposition klein zu halten, werden die Schichten unterhalb des sputternden Targets durch Drehung des Probenhalters vorbei bewegt. Da ein anliegendes Magnetfeld während der Deposition einer magnetischen Schicht die magnetischen Eigenschaften beeinflussen, insbesondere eine Anisotropie induzieren kann, wurde mit einer Hallsonde das magnetische Feld auf der Höhe der Substratposition gemessen, das durch die Permanentmagnete des Targets hervorgerufen wird. Das Streufeld des CoFeNiSiB-Legierungstargets war in 5 cm Entfernung an seiner stärksten Stelle 150 Oe groß in Substratebene, siehe Abb. 2.1b). Für das Co-Target konnte noch ein Streufeld von maximal 20 Oe in Ebene detektiert werden. Als Substrate wurde thermisch oxidiertes ($d_{Oxid}=500\text{nm}\pm 5\%$) Si(100) verwendet, das vor dem Einbringen in die Kammer mit Stickstoff abgeblasen wurde. Die Substrate wurden dabei in die Mitte von Edelstahlscheiben gesetzt, wobei eine Begrenzung aus kleinen Edelstahlleisten ein Verrutschen der Proben verhinderten und so eine genau definierte Einbauweise bezüglich der Kammergeometrie erlaubten.

Als Targetmaterialien verwendet wurde Ta(3N), Cu(5N), Co(3N5) und ein gesintertes Legierungstarget der Zusammensetzung $\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}$ (3N) (alle von *Leybold Materials*).

Die Schichtdickeneichung erfolgte durch die Herstellung einer 30nm-150nm Eichschicht, deren Dicke aus den Oszillationen im Röntgenkleinwinkelspektrum bestimmt wird, siehe Kap. 2.3. Mit der so erhaltenen Depositionsrate wurde über die Geschwindigkeit des Probenhalters die Dicke der Einzelschicht eingestellt. Die Depositionsraten sind dabei

im einzelnen: CoFeNiSiB(0.7nm/sec), Co(0.4nm/s), Cu(0.8nm/s), Ta(1nm/sec).

2.2 Differential-Kalorimetrie (DSC)

Kommt es durch eine Änderung in der Struktur oder durch Phasenumwandlung zu einer Änderung der Wärmekapazität einer Probe, so kann dies mit einem Differential-Kalorimeter(DSC) detektiert werden. Hierbei befindet sich ein Alu-Pfännchen mit der darin kalt eingeschweissten Probe in einem Heiztiegel, der wie ein zweiter Referenztiegel mit leerem Pfännchen mit einer konstanten Rate aufgeheizt wird. Ein separater Regelkreis für jeden der beiden Tiegel sorgt dafür, dass die Tiegel auf gleicher Temperatur gehalten werden. Benötigt der Proben Tiegel aufgrund einer Phasenumwandlung, aber auch bei Erwärmung der Probe, mehr Heizleistung als der Referenztiegel, so wird dieser Unterschied vom Rechner aufgezeichnet. Für eine gute Wärmeankopplung zwischen dem Pfännchen und dem Tiegel fließt ein konstanter Ar-Strom durch den Meßkopf. Eine Temperatureichung erfolgte über die Bestimmung der Schmelztemperatur von Zink. Zur Eliminierung von apparativen Einflüssen wird nach der eigentlichen Messung an der wie hergestellten Probe eine zweite Messung mit derselben Heizrate an der kristallinen Probe durchgeführt. Die Differenz dieser beiden Messungen ist dann die relative spezifische Wärme der Probe bezogen auf den kristallinen Zustand.

2.3 Röntgenbeugung

Die Struktur- und Schichtdickenanalyse erfolgte mit einem Siemens-D5000 Dreikreis-Diffraktometer in Bragg-Brentano-Geometrie. Die Wellenlänge der Cu-K $_{\alpha}$ -Strahlung beträgt $\lambda=0.15418$ nm. In der meist verwendeten $\Theta/2\Theta$ -Geometrie wird die reflektierte Intensität der Röntgenstrahlen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel gemessen mit dem Streuvektor immer senkrecht zur Oberfläche der Schicht, so dass die Strukturinformation in dieser Richtung detektiert werden kann. Die Röntgenkleinwinkelmessung im Bereich $0.8^{\circ} < 2\Theta < 10^{\circ}$ ist dabei sensitiv auf die chemische Modulation in senkrechter Richtung (auf den Grössenskalen 1nm bis einige 10nm), so dass hiermit die Gesamt- und Einzellagendicke von Einfach- und Multilag und deren Rauigkeit bestimmt werden kann. Bei der Kleinwinkelmessung werden Divergenz- und Streustrahlblenden von 0.1mm Schlitzbreite eingesetzt und als Detektorblende ein Schlitz von 0.1mm verwendet, was einer Auflösung von 0.03° entspricht. Mit der Röntgenweitwinkelmessung im Bereich $20^{\circ} < 2\Theta < 120^{\circ}$, was den Grössenskalen 0.4nm bis 0.09nm entspricht, kann die Kristallstruktur der einzelnen Schichten bestimmt werden. Da in $\Theta/2\Theta$ -Geometrie die bestrahlte Probenfläche bei gleichbleibender Divergenz- und Streustrahlblende vom Winkel Θ abhängt, wird eine automatische Blendensteuerung verwendet, die die bestrahlte Fläche konstant hält.

Zusätzlich wurde ein kommerzielles Phillips-Diffraktometer mit Cu-K $_{\alpha}$ -Strahlung verwendet, das gerätebedingt eine grössere Intensität der Röntgenstrahlung zeigte und deshalb insbesondere für die Weitwinkelmessung der amorphen Einfachlagen verwandt wurde. Die kinematische Näherung vernachlässigt Mehrfachstreuung und berechnet für die reflektierte Intensität durch die elastische Wechselwirkung zwischen den Röntgenquanten mit der Elektronenhülle in Abhängigkeit vom Streuquerschnitt Q den

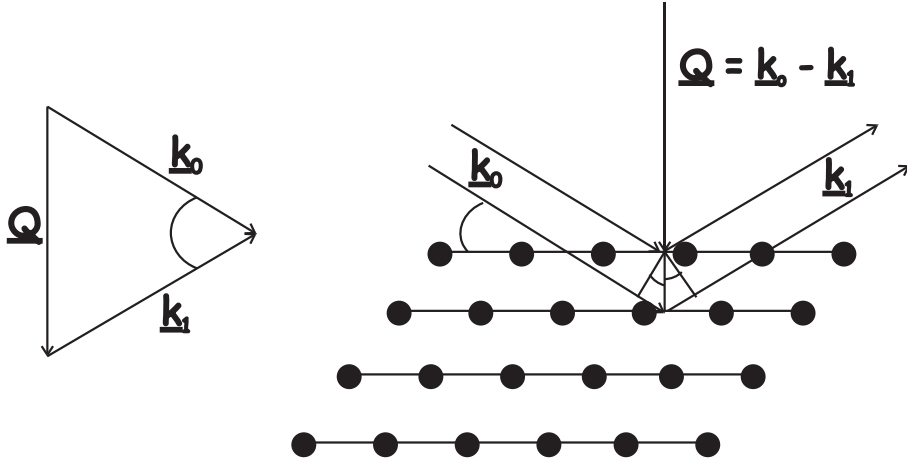


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der $\Theta/2\Theta$ -Streugeometrie. Der Streuvektor \mathbf{Q} steht senkrecht zur Schichtoberfläche, sein Betrag berechnet sich zu $Q = 4\pi \sin \Theta / \lambda$

differentiellen Wirkungsquerschnitt $I(\mathbf{Q})$, der proportional zur gemessenen Streuintensität ist und die kohärente Überlagerung der phasenrichtig aufsummierten Teilwellen ausgehend von jedem Atom darstellt. Da sich nur die Richtung, nicht aber der Betrag des einfallenden Wellenvektors ändert, steht in $\Theta/2\Theta$ -Geometrie der Streuvektor \mathbf{Q} senkrecht zur Schicht, siehe Abb. 2.2. Mit $|k_{0,1}| = 2\pi/\lambda$ ist daraus ersichtlich der Betrag des Streuvektors $Q = 4\pi \sin \Theta / \lambda$.

$$I(\mathbf{Q}) = \left| \sum_{j=1}^{N_j} f_j \exp(i\mathbf{Q}\mathbf{R}_j) \right|^2 \quad (2.1)$$

wobei f_j die Streuamplitude für das Atom am Ort \mathbf{R}_j darstellt. Wenn der Streuvektor \mathbf{Q} gerade ein reziproker Gittervektor ist, tritt ein Intensitätsmaximum auf [107], oder in der komplementären Bragg-Formulierung:

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (2.2)$$

mit d als Netzebenenabstand, θ als Einfallswinkel.

Über die Positionen der Braggreflexe können die Netzebenenabstände bestimmt und damit auf die Gitterparameter [107] geschlossen werden. Aus der Breite des Reflexes kann über die Debye-Scherrer-Formel [80] die Kristallitgröße D_{hkl} in Richtung senkrecht zur Oberfläche errechnet werden, wobei hkl die Millerschen Indizes der streuenden Ebenenschar darstellen:

$$D_{hkl}[nm] = \frac{K \cdot 0.15418[nm]}{\Delta(2\Theta) \cos \Theta} \quad (2.3)$$

mit $\Delta(2\Theta)$ als Halbwertsbreite in Bogenmass und K als geometriebedingter Konstante, für kubische Kristalle 0.9.

Für die Röntgenkleinwinkelstreuung gilt, dass im Bereich der Totalreflexion der Streuvektorübertrag \mathbf{Q} und damit die Phase \mathbf{QR} in $\exp(i\mathbf{QR})$ klein ist, weshalb die Atomlagen und deren Streuvermögen nicht explizit angegeben werden müssen. Da in der Nähe der Totalreflexion verstärkt Mehrfachstreuung und Absorption auftritt, ist die kinematische Näherung hier nicht mehr gültig. Deshalb wird analog zur Optik die Reflektivität durch die Angabe eines komplexen Brechungsindex beschrieben, der lautet:

$$n = 1 - \delta - i\beta \quad (2.4)$$

mit

$$\delta = r_e \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{i=1}^n N_i (Z_i + f'_i) \quad \beta = r_e \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{i=1}^n N_i f''_i \quad (2.5)$$

wobei r_e den klassischen Elektronenradius, λ die Wellenlänge der Röntgenstrahlung, n die Anzahl der Komponenten, N_i die Anzahldichte der Atome der Komponente i , Z_i die Ordnungszahl der Komponente i und f'_i und f''_i energieabhängige Dispersionskorrekturen der Streulängen bezeichnen [106], die Abschirmungseffekte in der Elektronenhülle sowie die Absorption widerspiegeln. Mit den Winkeln α_i und $\alpha_{i,t}$ des einfallenden Strahls bezüglich der Oberfläche lautet das Brechungsgesetz:

$$n_1 \cos \alpha_i = n_2 \cos \alpha_{i,t} \quad (2.6)$$

Damit tritt Totalreflexion auf bis zu einem kritischen Winkel von

$$\alpha_c \approx \lambda \sqrt{r_e \sum_{i=1}^n N_i (Z_i + f'_i - i f''_i)}. \quad (2.7)$$

Typische Werte für α_c sind einige $1/10^\circ$.

Durch die Forderung der Stetigkeit der Tangentialkomponente des E-Vektors aus den Maxwell-Gleichungen errechnet sich die reflektierte Intensität R zu

$$R = \left| \frac{\sin \alpha_i - \alpha_{i,t}}{\sin \alpha_i + \alpha_{i,t}} \right|^2. \quad (2.8)$$

Um die Reflexion eines ganzen Schichtsystems zu berechnen wird eine Rekursion durchgeführt [108] für das Verhältnis von reflektierter zu transmittierter Amplitude der Welle für die jeweilige Schicht zwischen den Grenzflächen. Gestartet wird von der untersten Grenzfläche mit der Annahme eines unendlich ausgedehnten Substrats, aus dessen Bereich keine reflektierte Welle zurückkommt. Sukzessive lässt sich damit das Verhältnis von reflektierter zu transmittierter Amplitude von der untersten bis zur obersten Grenzfläche berechnen. Für kleine Winkel findet Totalreflexion statt, oberhalb davon treten durch die Überstruktur bedingte Bragg-Reflexe auf, deren Amplitude mit zunehmender Zwischenschichtrauigkeit bei grösseren Winkeln abklingt.

Das gemessene Röntgenkleinwinkelspektrum wurde mit einem nach der obigen Methode berechneten Reflektivitätsspektrum [109] verglichen. Dabei werden als freie Parameter die Dichte der Einzellagen, die Einzellagenschichtdicken und die Grenzflächenrauigkeiten gesetzt, wobei die Grenzflächenrauigkeit als Gaussche Fehlerfunktion des Potentials modelliert wird.

2.4 Transmissionselektronenmikroskop (TEM)

Der Abbildungsstrahlengang beim Transmissionselektronenmikroskop ist ähnlich dem des Lichtmikroskops, wobei anstelle von Glaslinsen magnetische Linsen verwendet werden. Durch die um fünf Größenordnungen kleinere Wellenlänge des Elektrons im Vergleich zum Licht ist eine viel bessere Auflösung möglich, die allerdings durch die Abbildungsfehler der Objektivlinse auf den Å-Bereich begrenzt ist. Die durch thermische Emission oder Feldemission erzeugten Elektronen werden über ein Kondensorsystem, welches die Apertur und die Größe des bestrahlten Bereichs regelt, auf das Objekt scharf kollimiert. Nach der Wechselwirkung der Elektronen mit dem Objekt werden mit der Objektivlinse alle Elektronen, die von einem Objektpunkt in verschiedene Richtungen ausgehen, auf einen Bildpunkt in der Zwischenbildebene gebracht. Die Gesamtheit dieser Bildpunkte, das Zwischenbild, wird dann über das nachgeschaltete Linsensystem vergrößert auf dem Leuchtschirm abgebildet. Dies ist der sogenannte Abbildungsmodus. Wird eine Blende in der hinteren Brennebene des Objektivs so plaziert, dass nur der Nullstrahl (Hellfeldkontrast) oder nur ein bestimmter Reflex (Dunkelfeldkontrast) passieren kann, so können Helligkeitsunterschiede in der Bildebene beobachtet werden, falls es innerhalb des Objekts Orientierungsunterschiede des Gitters gibt.

In der hinteren Brennebene sind alle von verschiedenen Objektpunkten in die gleiche Richtung ausgehenden Elektronen jeweils in einem Punkt vereinigt. Beim Beugungsmodus wird die Erregung der Beugungslinse nun derart verändert, dass die hintere Brennebene des Objektivs und damit das Beugungsbild auf dem Leuchtschirm abgebildet wird.

2.5 Rastertunnelmikroskop (STM) und Rasterkraftmikroskop (SFM)

Beim Rastertunnelmikroskop (STM) wird durch den quantenmechanischen Tunneleffekt die Oberflächentopologie einer Probe abgebildet. Dabei wird eine atomar scharfe Spitze mittels eines Piezos über die Oberfläche gerastert. Der Tunnelstrom zwischen Spitze und Oberfläche gibt die Topologie wider, gleichzeitig dient er auch zur Regelung der Spitze. Der Tunnelstrom kann mittels eines zeitabhängigen störungstheoretischen Ansatzes 1.Ordnung [110] näherungsweise bei nicht zu großen Spannungen und unter der Annahme einer Spitze mit Krümmungsradius R und Abstand S zwischen Spitze und Probe beschrieben werden durch [111]:

$$I \sim \int_0^{eU} \rho_S(\pm eU \mp E) \cdot \rho_P(E) \cdot \tau(E, eU) dE \quad (2.9)$$

wobei $\rho_S(E)$ die Zustandsdichte der Spitze und $\rho_P(E)$ die Zustandsdichte der Probenoberfläche bedeutet. Der Transmissionskoeffizient $\tau(E, eU)$ bestimmt sich zu:

$$\tau(E, eU) = \exp \left(-2(S + R) \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \left(\frac{\phi_S + \phi_P}{2} + \frac{eU}{2} - E \right)} \right) \quad (2.10)$$

mit ϕ_S und ϕ_P als Austrittsarbeit der Spitze und Probe. Daraus ist ersichtlich, dass der Tunnelstrom eine Faltung der lokalen Zustandsdichte im Bereich (E_F bis $E_F - eU$) ist, der durch die Tunnelspannung bestimmt wird. Durch den Transmissionskoeffizienten tragen die Elektronen in der Nähe der Fermienergie am meisten zum Tunnelstrom bei. Bei negativer Tunnelspannung tunneln die Elektronen von der Probe in die Spitze und der Tunnelstrom ist proportional zur Faltung der lokalen Zustandsdichte der Probe im durch die Tunnelspannung gewählten Bereich unterhalb der Fermienergie. Im sogenannten Konstantstrommodus wird der Tunnelstrom während der Rasterung konstant gehalten. Die Regelung der Höhe über die Piezos ist dann die Höheninformation. Mit einem Rasterkraftmikroskop (SFM) werden die zwischen einer Probe und einer Spitze wirkenden Kräfte detektiert, damit können auch nichtleitende Proben untersucht werden. Dabei befindet sich die Spitze auf einer weichen Biegefeder, dem sogenannten Cantilever, dessen Auslenkungen meistens über eine Lichtzeigermethode ausgelesen werden. Eine detaillierte Beschreibung des SFM befindet sich in der Dissertation von B. Pfeifer [112]. Analog zum STM wird das SFM meist mit konstanter Spitzen-Proben-Wechselwirkung betrieben, also im **constant-force-** oder **constant-force-gradient-**Modus.

2.6 Magnetische Messungen

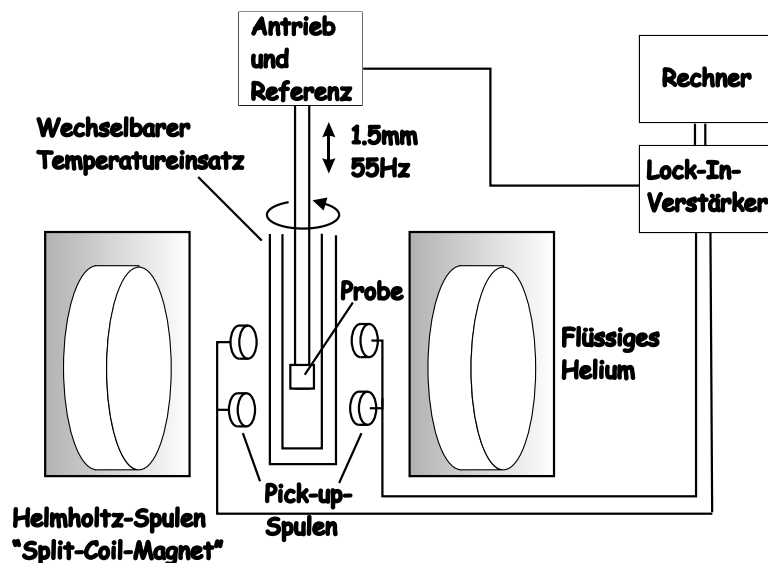


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau des VSM mit Supraleitungsmagnet. Der Probenstab kann axial gedreht werden, womit Messungen in Schichtebene und unter einem variablen Winkel zur Schichtebene möglich sind

Die magnetischen Messungen wurden in einem Vibrationsmagnetometer (VSM) [113] von *Oxford Instruments* durchgeführt. Der schematische Aufbau ist in Abb. 2.3 dargestellt. Ein äusseres Feld von bis zu 5 T wird von einem

supraleitenden Spulenpaar generiert, wobei die Auflösung des Netzteiles (*PS 120-10*) 0.5 Oe entspricht. Das VSM beruht auf dem Induktionsprinzip. Die Probe wird in vertikale Schwingungen mit fester Frequenz und Amplitude versetzt, in unserem Aufbau sind dies 55 Hz und 1.5 mm. Ist die Probe magnetisch oder wird durch ein äußeres magnetisches Feld ein magnetisches Moment in der Probe erzeugt, so wird in den sogenannten *pick-up-Spulen* in Probennähe eine Spannung mit sinusförmiger Zeitabhängigkeit induziert, die proportional zum magnetischen Moment der Probe ist. Diese Aufnehmerspulen sind jeweils paarförmig ober- und unterhalb der Probe angeordnet mit entgegengesetzter Wicklung des jeweiligen Spulenpaars zueinander. Dies bedeutet eine Verdopplung des Signals bei gleichzeitiger Eliminierung der Induktion durch ein sich änderndes äusseres Feld, wie es etwa bei einem Magnetisierung-Feld-Sweep (sogenannte Hysteresekurve) erforderlich ist.

Um das Moment der Probe qualitativ zu bestimmen, muss das mittels Lock-In-Technik herausgefilterte Signal noch geeicht werden. Dies erfolgt mit Hilfe einer magnetischen Probe von bekanntem Moment mit derselben Geometrie wie die zu messende Probe, da das induzierte Signal vom Verlauf der Feldlinien der Probe abhängt. Da in dieser Arbeit ausschliesslich dünne Schichten untersucht wurden, wurde für die Eichung eine dünne Ni-Folie verwendet und aus deren Gewicht und der bekannten spezifischen Magnetisierung von Ni (55.1 emu/cm^3) [114] das Induktionssignal kalibriert.

In die Luftbohrung zwischen den supraleitenden Magneten können verschiedene Einsätze eingebaut werden. So kann mit einem Kühleinsatz (CF 1200V) die Probentemperatur zwischen 4 K und 300 K variiert werden. Die Temperatur wird dabei über den Heliumfluss eines vom Heliumsystem der supraleitenden Magneten entkoppelten Durchflusskryostaten und über die Leistung eines sich am Ort der Probe befindenden Heizers geregelt. Mit einem Hochtemperatureinsatz (HT 1000V) können Temperaturen zwischen 290 K und 1000 K über die Leistung einer Heizspule eingestellt werden. Die Meßwertaufnahme und Feld- und Temperaturregelung erfolgen rechnergesteuert.

2.7 Magnetooptischer Kerr-Effekt (MOKE)

Bei der Reflexion von linear polarisiertem Licht an einer magnetischen Probe dreht sich die Polarisationssebene, wobei der Drehwinkel proportional zur Magnetisierung ist. Dem zugrunde liegen unterschiedliche Anregungswahrscheinlichkeiten infolge der Bandaufspaltung der spin-up- und spin-down-Elektronen durch das links- und rechts-zirkularpolarisierte Licht, aus dem sich das linear polarisierte Licht zusammensetzt. Dies wird als sogenannter Magnetooptischer Kerreffekt (MOKE) bezeichnet und ist insbesondere für die Untersuchung der Magnetisierung von dünnen Schichten geeignet, wobei durch die begrenzte Eindringtiefe des Lichts im Bereich von 30 nm oberflächensensitiv gemessen wird.

Der hier verwendete Aufbau, siehe Abb. 2.4, misst den sogenannten longitudinalen Kerreffekt, also die Magnetisierung in Ebene und in Feldrichtung und ist in [115] genau beschrieben. Um den extrem kleinen Drehwinkel von der Grössenordnung $10^{-2^\circ}/\text{nm}$ störungsfrei messen zu können, wird die Lock-In Technik angewandt. Dabei wird durch einen Polarisator das Licht des He-Ne-Lasers (633 nm) linear polarisiert. Ein nachge-

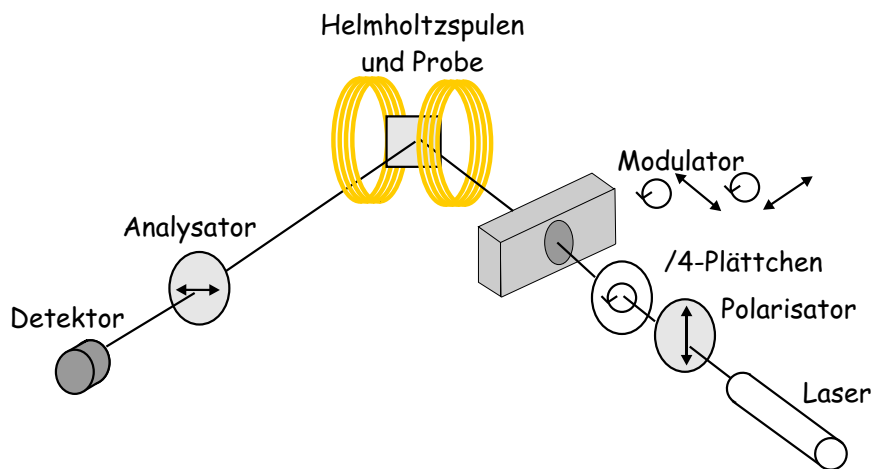


Abbildung 2.4: Schematische Zeichnung des MOKE-Aufbaus

schaltetes $\lambda/4$ -Plättchen generiert daraus zirkular polarisiertes Licht. Durch Kompression eines Quarzglas mit einer Modulationsfrequenz von 50 kHz entlang der optischen Achse verändert sich die Weglänge in dieser Richtung. Dies hat zur Folge, dass der horizontale Anteil der Lichtwelle mit der Modulationsfrequenz gegenüber dem vertikalen Anteil verschoben ist, wodurch das Licht an den Nulldurchgängen der Modulation zirkular-polarisiert bleibt und an den Minima (Maxima) jeweils $+45^\circ$ (-45°) linear polarisiert vorliegt bezogen auf die Horizontale. Falls die Probe eine Drehung der Polarisationssebene verursacht, ist die horizontale Projektion für die Minima verkleinert ($\sin(45^\circ - \epsilon)$) und für die Maxima vergrößert ($\sin(45^\circ + \epsilon)$). Diese Projektion wird mit dem Analysator herausgefiltert, der Detektor registriert ein moduliertes Signal, dessen Maxima und Minima proportional zur Magnetisierung sind.

Die Probe befindet sich auf einem drehbaren Probenhalter, wodurch relativ einfach Hysteresekurven in der Ebene in verschiedenen Richtungen der Probe aufgenommen werden können.

2.8 Messung des spezifischen Widerstands

Die Widerstandsmessungen in Abhängigkeit vom Magnetfeld erfolgten mit einem Elektromagneten der Firma *EG&G Princeton Applied Research (PAR)*, Modell 155. Eine genaue Beschreibung des Aufbaus und der rechnergesteuerten Messwerterfassung finden sich in [116] [117]. Mit diesem Magneten kann ein maximales Feld von 1.3 T erzeugt werden, welches mittels einer Hallsonde ausgelesen wird. Die minimale Feldänderung beträgt etwa 10 Oe/min. mit einer minimalen Schrittweite von 1.5 Oe.

Der spezifische Widerstand an den 1cm-1cm-Proben wurde mittels Vierpunktgeometrie gemessen, wobei vier Federkontaktstifte in in-line-Geometrie auf die Probe ge-

drückt wurden. Es wurde mit einem Gleichstrom von 1 mA gemessen, der Fehler durch Thermospannungen an den Kontaktstellen wurde durch Umpolen abgeschätzt und war vernachlässigbar.

Der spezifische Widerstand in dieser Anordnung lässt sich aus dem gemessenen Widerstand wie folgt berechnen, siehe auch [118]:

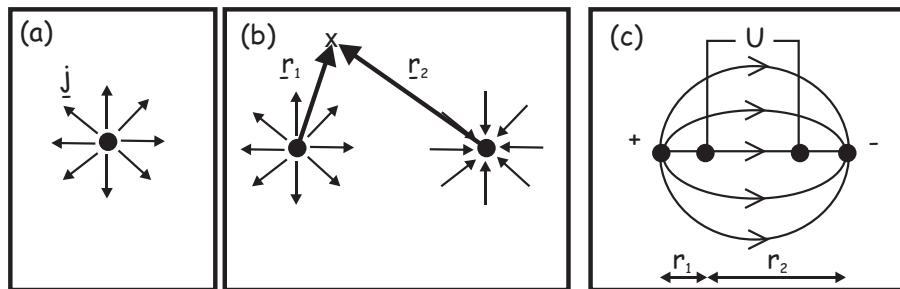


Abbildung 2.5: Zeichnung zur Berechnung des spezifischen Widerstands

Der Strom J , der im Abstand r in einer unendlich ausgedehnten Schicht von einer Punktquelle ausgehend fließt, lässt sich darstellen als

$$J = \int \mathbf{j} d\mathbf{A} = 2\pi r d \sigma \frac{\delta}{\delta r} \phi \quad (2.11)$$

mit Schichtdicke d , Stromdichte \mathbf{j} , Leitfähigkeit σ , elektrischem Potential ϕ .

Das Potential in Entfernung r von der Punktquelle, siehe Abb. 2.5(a), lautet damit:

$$\phi(r) = \int_{r_0}^r \frac{J}{2\pi r' d \sigma} dr' = \frac{J}{2\pi d \sigma} \ln \frac{r}{r_0} \quad (2.12)$$

Am Punkt x , siehe Abb. 2.5(b), gilt für das Potential:

$$\phi = \phi_1 - \phi_2 = \frac{J}{2\pi d \sigma} \ln \frac{r_1}{r_2} \quad (2.13)$$

Für die Spannung zwischen den mittleren Kontakten von Abb. 2.5(c) folgt daraus:

$$U = |2\phi| = \left| \frac{J}{\pi d \sigma} \ln \frac{r_1}{r_2} \right| \quad (2.14)$$

und der spezifische Widerstand berechnet sich zu

$$\rho = \left| \frac{\pi}{\ln \frac{r_1}{r_2}} \right| \cdot d \cdot R \quad (2.15)$$

Der Vergleich mit Messungen nach der Montgomery-Methode [119] und an einer strukturierten Probe lieferte eine gute Übereinstimmung, diese Näherung für eine unendlich ausgedehnte Schicht darf also mit hinreichend guter Genauigkeit angewandt werden.

2.9 Probentemperatur

Die Auslagerung der Schichten erfolgte in einem Heraeus-Röhrenofen unter einem Druck von ca. $5 \cdot 10^{-6}$ mbar, wobei mit einer Heizrate von $10^\circ\text{C}/\text{min}$ aufgeheizt wurde und die Auslagerungszeit 30 min betrug. Weiter konnten mit einem Heizeinsatz, der zwischen die Polschuhe des in Kap. 2.8 beschriebenen Elektromagneten passt, die Proben mit anliegendem Magnetfeld getempert werden. Die Feldtemperung erfolgte dabei unter einem anliegenden Magnetfeld von 200 Oe. Eine detaillierte Beschreibung dieses Heizeinsatzes befindet sich in [116].

Kapitel 3

CoFeNiSiB-Einfachlagen

3.1 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die strukturellen und magnetischen Eigenschaften von amorphen CoFeNiSiB-Schichten in Abhängigkeit von den Sputterbedingungen und verwendeten Buffer- und Deckschichten vorgestellt.

3.1.1 Deposition

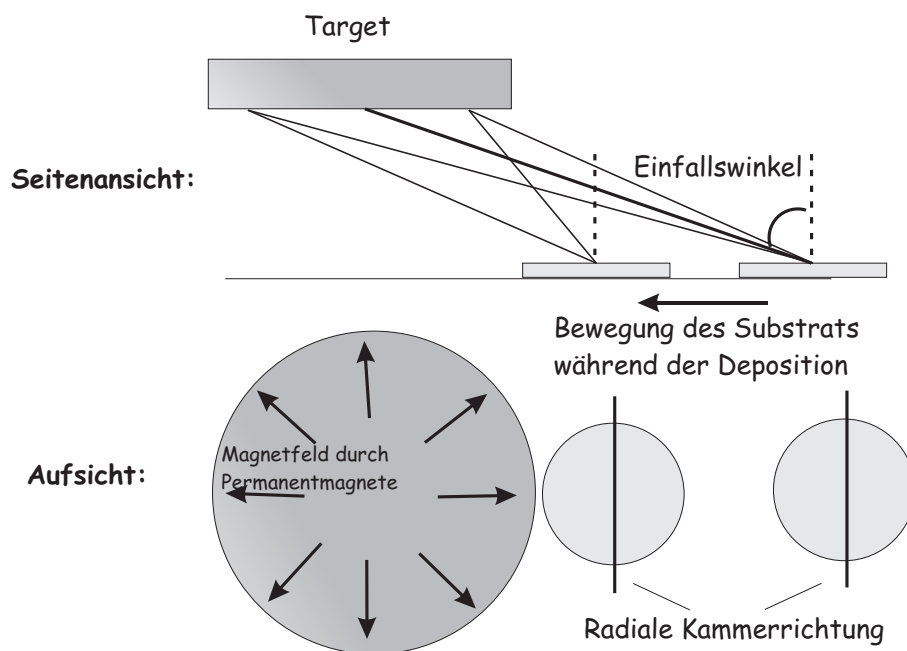


Abbildung 3.1: Prinzipskizze der Bewegung des Substrats unter dem Target während der Deposition

Die amorphen Schichten wurden in der in Kap. 2.1 beschriebenen Magnetronsputteranlage hergestellt, wobei die Substrate in einem Abstand von 5 cm unterhalb des gesinterten Multikomponententargets CoFeNiSiB hindurchbewegt wurden und bei

konstanten Sputterbedingungen durch Variation der Umdrehungsgeschwindigkeit des Probenisches die Schichtdicke eingestellt wurde. In Abb. 3.1 ist schematisch die Bewegung des Substrats relativ zum Target während des Sputterprozesses dargestellt. Der mittlere Einfallswinkel Θ wird dabei definiert als Mittelwert über den Hauptabtrag des Targets aus dem ringförmigen Bereich, an dem durch den magnetischen Fluss der Permanentmagnete der Elektronenfluss konzentriert wird und deshalb der größte Sputterabtrag erfolgt. Bedingt durch die Permanentmagnete der Magnetronquelle konnte ein magnetisches Feld in der Probenebene von bis zu 150 Oe gemessen werden.

3.1.2 Transmissionselektronenmikroskop- und Röntgenmessungen

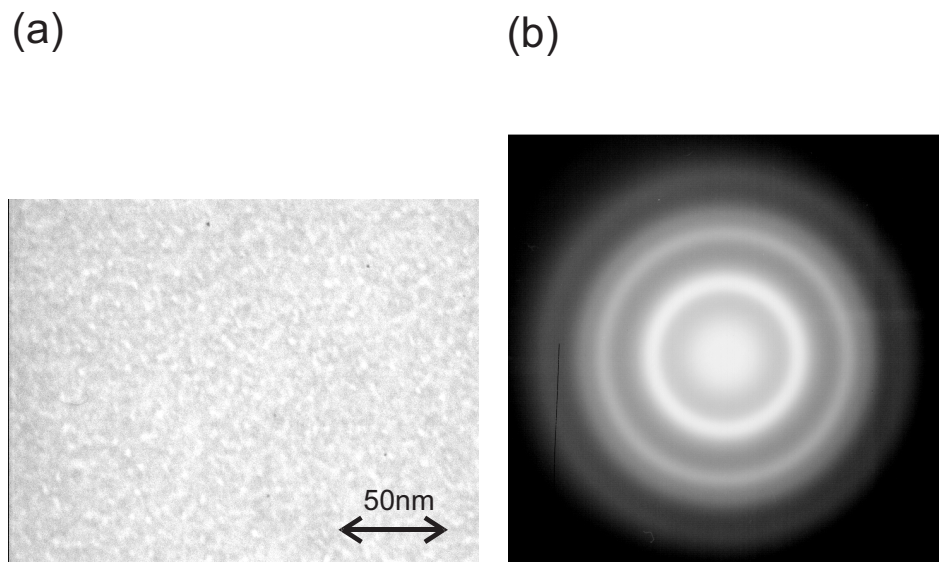


Abbildung 3.2: TEM-Aufnahmen im (a) Abbildungsmodus und (b) Beugungsmodus einer 30nm CoFeNiSiB-Schicht auf mit Kohlenstofffilm bedeckten Cu-Netzchen gesputtert

Um die Amorphizität der gesputterten CoFeNiSiB-Schichten mittels Transmissionselektronenmikroskop zu untersuchen wurde CoFeNiSiB(30 nm) auf Cu-Netzchen mit dünnem Kohlenstofffilm gesputtert. Abb. 3.2(a) zeigt eine TEM-Aufnahme im Abbildungsmodus. Es sind keine Körner sichtbar. Im nm-Bereich sind Strukturen erkennbar, die vom Phasenkontrast herrühren können und so ein typisches Bild für amorphe Systeme hervorruft [120]. Im Beugungsbild sollten für eine amorphe Phase wegen der fehlenden langreichweitigen Ordnung keine scharfen Reflexe zu sehen sein, sondern diffuse Ringe, die der geometrisch bedingten Nahordnung im amorphen entsprechen. Im Beugungsmuster in Abb. 3.2(b) für die CoFeNiSiB-Schicht sind derartige Halos zu beobachten, die daraus ermittelten Streulängen $s=4 \cdot \sin\Theta/\lambda$ des ersten, zweiten und

dritten Maximas betragen 0.31 nm, 0.52 nm und 0.78 nm und entsprechen damit den Literaturdaten von Co-basierten amorphen Systemen [97].

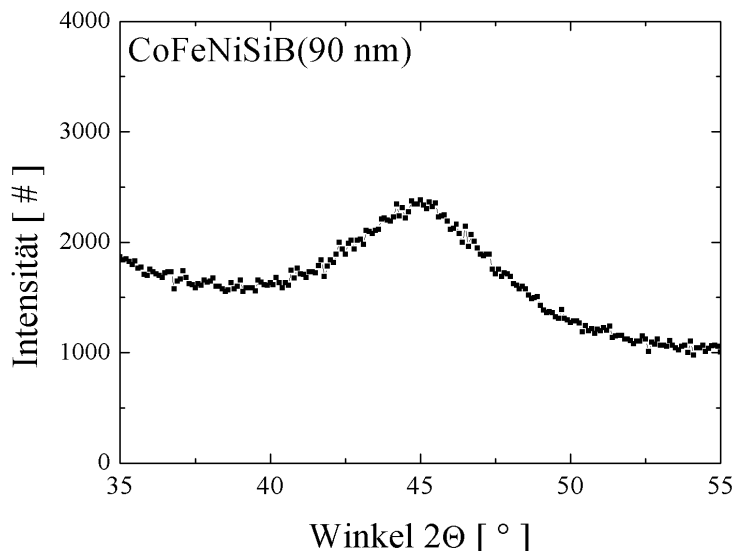


Abbildung 3.3: Röntgen-Weitwinkelmessung an einer CoFeNiSiB(90 nm)-Schicht auf SiO₂, gemessen mit Cu-K_α

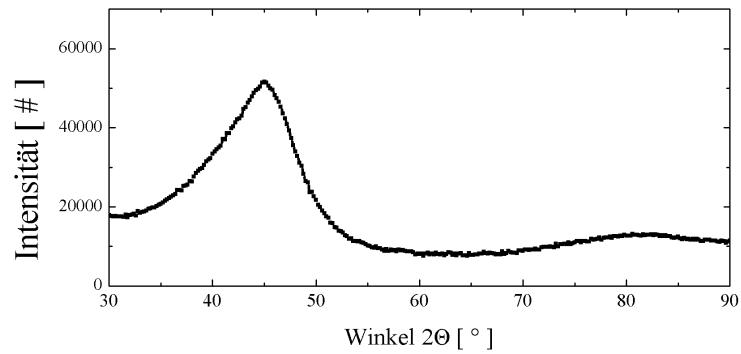
Abb. 3.3 zeigt das Röntgen-Beugungsdiagramm einer auf thermisch oxidiertem Si(100)-Substrat gesputterten CoFeNiSiB-Schicht. Ein breites Maximum bei 45° ist zu erkennen, welches dem ersten Halo des TEM-Bildes entspricht. Das breite Signal durch den Si(400)-Peak um 70° (nicht gezeigt) verdeckt eventuell auftretende weitere Beugungsmaxima.

Um das Röntgensignal zu erhöhen und DSC-Untersuchungen ohne Substrat (siehe Kap. 3.1.3) durchführen zu können wurden 540nm CoFeNiSiB auf KCl gesputtert, welches anschließend mit destilliertem Wasser abgelöst werden konnte. Abb. 3.4 zeigt die Röntgen-Beugungsdiagramme dieser freitragenden Schicht (a) für den wie hergestellten Zustand, (b) nach der DSC-Messung bis 530°C und (c) nach der DSC-Messung bis 600°C. Im wie hergestellten Zustand sind zwei breite Beugungsmaxima zu erkennen, die den ersten beiden Halos der TEM-Bilder entsprechen.

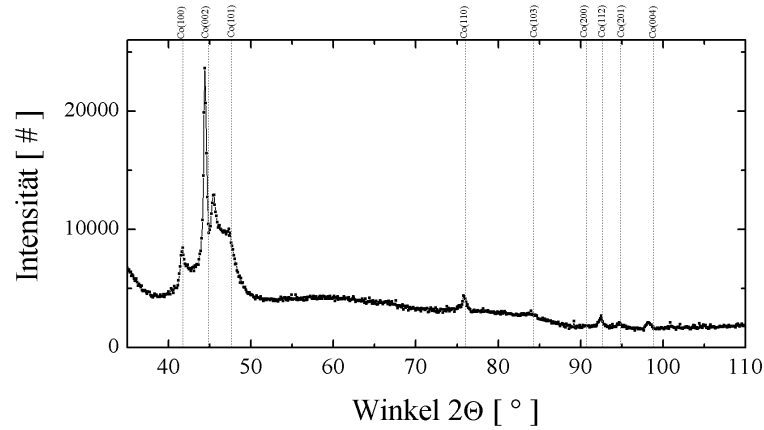
Nach Auslagerung der Schicht bei 530°C sind Peaks des bei Raumtemperatur stabilen (hcp)-Co sichtbar. Eine Trennung anhand der Röntgenmessung zwischen (hcp)-Co und (fcc)-Co ist jedoch schwierig, so dass auch ein Anteil einer (fcc)-Co-Phase nicht ausgeschlossen werden kann.

Nach Auslagerung bei 600°C zeigen sich sehr viele Reflexe, so dass deren eindeutige Zuordnung aufgrund der Vielzahl der Phasen nicht möglich ist.

(a) wie hergestellt



(b) nach DSC-Messung bis 530°C



(c) nach DSC-Messung bis 600°C

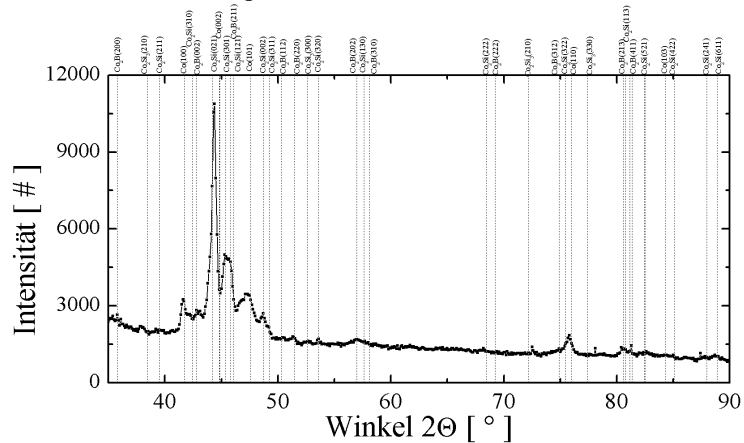


Abbildung 3.4: Röntgen-Weitwinkelmessungen an einer freitragenden CoFeNi-SiB(540 nm)-Schicht, (a) im wie hergestellten Zustand, (b) nach DSC-Messung bis 530°C mit 20°C/min, eingezeichnet sind die entsprechenden Positionen von (hcp)-Co, (c) nach DSC-Messung bis 600°C mit 20°C/min, eingezeichnet sind Röntgenpeaks von den wichtigsten Co, Co-Si- und Co-B-Verbindungen

3.1.3 DSC-Untersuchung

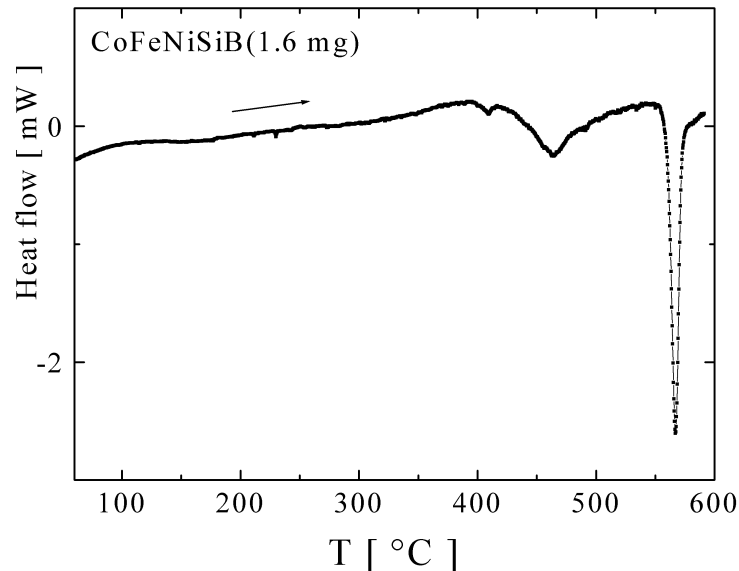


Abbildung 3.5: DSC-Messung mit einer Heizrate von 20°C/min an einer CoFeNiSiB(540 nm)-Einfachschicht

In der kalorimetrischen Messung zeigt eine exotherme Reaktion die Kristallisationstemperatur an. Die Probe geht von einem metastabilen amorphen Zustand in den energetisch tieferliegenden kristallinen Zustand über, wobei die Energiedifferenz als Wärme freigesetzt wird. Abb. 3.5 zeigt den Wärmefluß für eine Heizrate von 20°C/min in Abhängigkeit der Temperatur für eine CoFeNiSiB(540 nm)-freitragende Schicht. Die Probe kristallisiert in zwei Stufen, oberhalb von 400°C beginnt die erste Kristallisation mit Peakmaximum bei 470°C, gefolgt von einer zweiten Kristallisation oder Umkristallisation mit Peakmaximum bei 570°C. Ein ähnlich zweistufiges Kristallisationsverhalten zeigten amorphe Bänder der Zusammensetzung $\text{Co}_{70}\text{Fe}_5\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ mit einer beginnenden Kristallisation bei 497°C und einem ersten und zweiten Kristallisationspeak bei 512°C und 546°C [121].

3.1.4 Magnetische Eigenschaften

Die Proben wurden mittels longitudinalem Kerr-Effekt, siehe Kap. 2.7, bei Raumtemperatur untersucht, wobei die Schicht mit der Schichtnormalen als Drehachse sukzessiv jeweils um 10° gedreht und eine komplette Hysterese mit dem Feld in Probenebene durchgeführt wurde. So kann aus jeder einzelnen Messkurve die normierte Remanenz M_r/M_s und das Sättigungsfeld H_s ermittelt werden, wobei das Sättigungsfeld als sogenanntes technisches Sättigungsfeld definiert wird als das Feld, bei dem gerade 90% des Sättigungssignals erreicht ist, siehe Abb. 3.6.

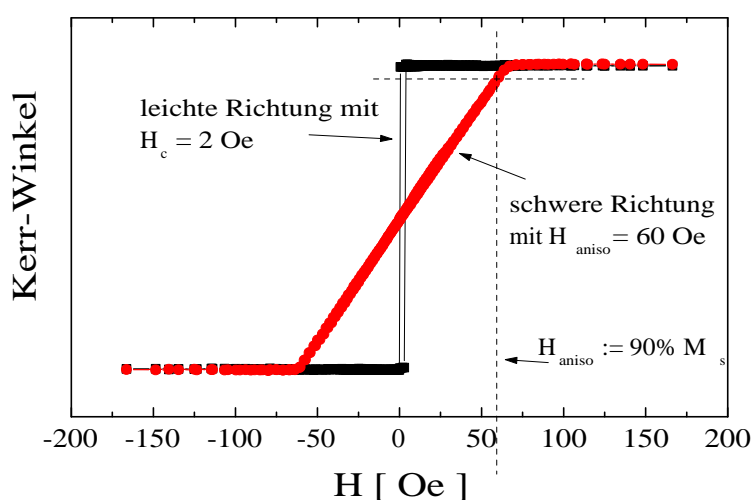


Abbildung 3.6: Messung der in-plane Magnetisierung mittels longitudinalem MOKE für die leichte und schwere Richtung an der Schicht $\text{SiO}_2/\text{CoFeNiSiB}(60 \text{ nm})/\text{Ta}(2 \text{ nm})$

Abb. 3.7 zeigt exemplarisch für die Schicht $\text{SiO}_2/\text{CoFeNiSiB}(60 \text{ nm})/\text{Ta}(2 \text{ nm})$ die normierte Remanenz und das Sättigungsfeld in Abhängigkeit vom Winkel, um die die Probe bei der Messung gedreht wurde. Die Proben weisen eine ausgeprägte uniaxiale Anisotropie auf, wobei die leichte Richtung senkrecht zur Bewegungsrichtung des Substrats während der Deposition zeigt. Die entsprechenden Hysteresekurven speziell der leichten und schweren Richtung stellt Abb. 3.6 dar. Trotz einer Anisotropiefeldstärke von 60 Oe ist die Schicht sehr weichmagnetisch mit einem H_c von 2 Oe. Die dicke (540 nm)-Schicht, die für die DSC-Messung verwendet wurde, zeigte ein noch weichmagnetischeres Verhalten mit einem $H_c \leq 0.1$ Oe als obere Abschätzung.

Neben den kalorimetrischen Methoden (DSC) zur Untersuchung der Kristallisation kann bei magnetischen amorphen Systemen auch die Sättigungsmagnetisierung in Abhängigkeit von der Temperatur Einblick in das Kristallisationsverhalten geben. Es wird beobachtet, dass die Curietemperatur der amorphen Phase für viele amorphe Systeme, so auch a-CoFeNiSiB, systematisch kleiner ist als das entsprechende kristalline System [97]. Diese Änderung in T_c wird sowohl durch eine Änderung des Moments durch die veränderte chemische Umgebung und strukturelle Unordnung erklärt als auch durch den Einfluss der strukturellen Unordnung auf die Austauschkonstanten.

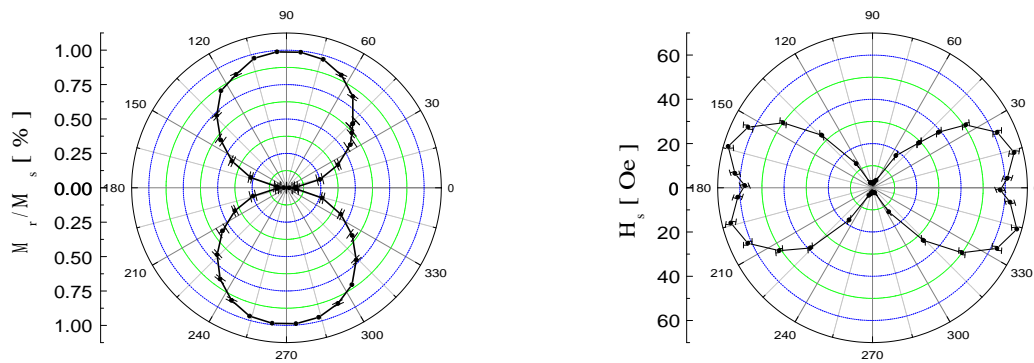


Abbildung 3.7: M_r/M_s und H_s der Schicht $\text{SiO}_2/\text{CoFeNiSiB}(60 \text{ nm})/\text{Ta}(2 \text{ nm})$, ermittelt aus Hystereseloops bei jeweils festem Winkel zwischen Messrichtung und Bewegungsrichtung des Substrats. 0° entspricht der Bewegungsrichtung des Substrats.

Ist die Kristallisationstemperatur kleiner als das T_c der kristallinen Phase, so sollte eine Zunahme der Magnetisierung oberhalb der Kristallisationstemperatur zu beobachten sein.

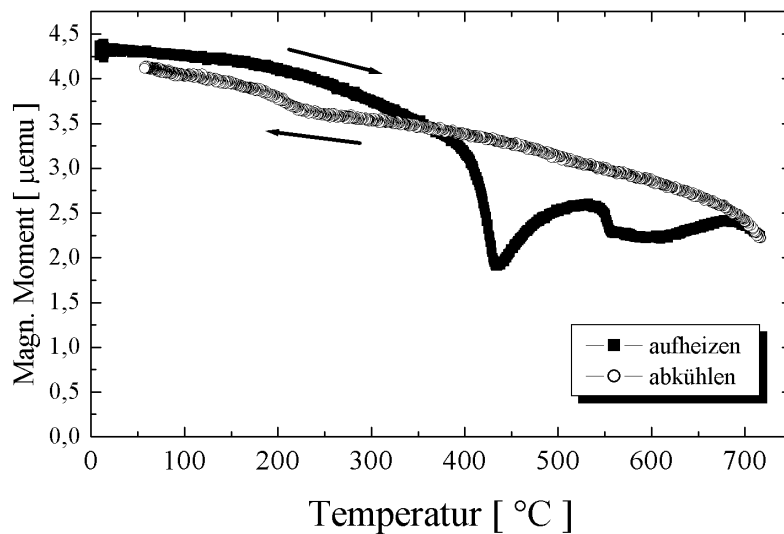


Abbildung 3.8: Thermomagnetische Messung einer $\text{CoFeNiSiB}(70 \text{ nm})$ -Einfachschicht mit einer Heizrate von $2^\circ\text{C}/\text{min}$ und $H=50 \text{ Oe}$

Abb. 3.8 zeigt die thermomagnetische Messung einer $\text{CoFeNiSiB}(70 \text{ nm})$ -Schicht. Die Probe wurde im Heizeinsatz des VSM mit einer Rate von $2^\circ\text{C}/\text{min}$ auf 720°C hochgeheizt und mit derselben Rate wieder abgekühlt, wobei zur Ausrichtung der Momente ein Feld von 50 Oe angelegt wurde. Das T_c der wie hergestellten Phase kann nicht genau bestimmt werden, da die Abnahme der Magnetisierung von einer Zunahme durch die beginnende Kristallisation oberhalb 400°C überlagert ist. Eine Extrapolation

ergibt für $T_c(\text{amorph})$ etwa 440°C . Im Temperaturscan ist auch eine zweite Abnahme der Magnetisierung gefolgt von einer zweiten Kristallisation bei 550°C zu beobachten. Beim Abkühlen ist noch ein kleiner Anstieg des Momentes bei etwa 200°C zu sehen, der auf einen geringen Anteil amorpher Restphase zurückgeführt werden kann.

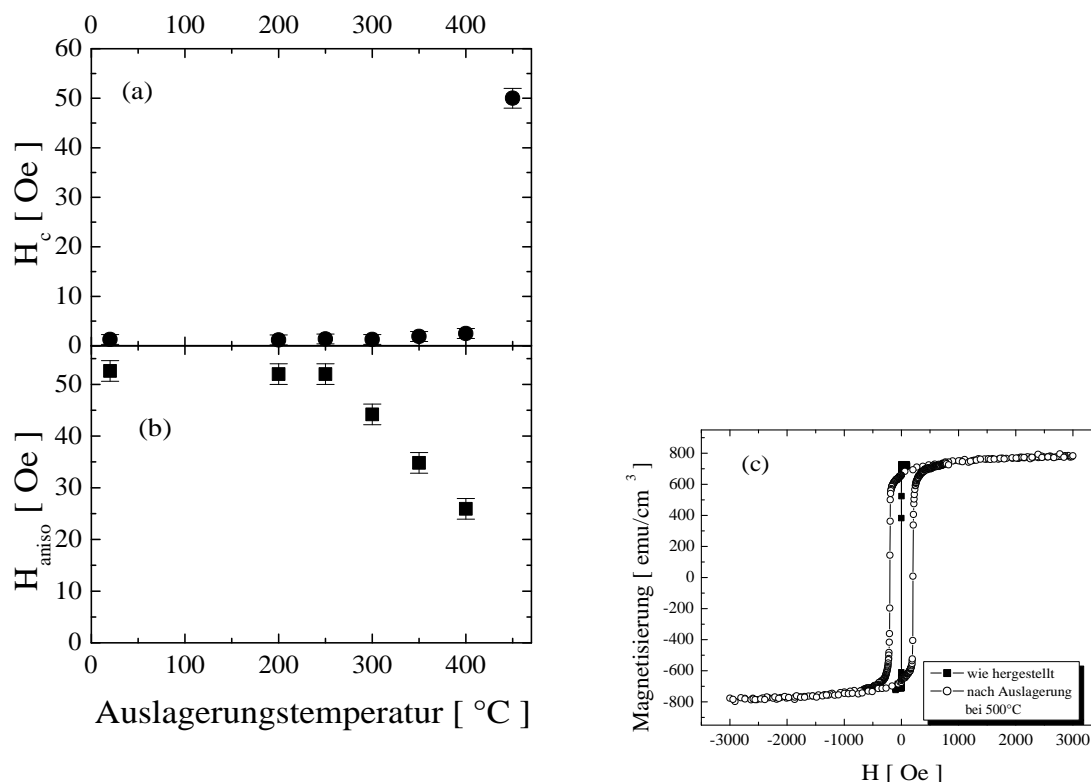


Abbildung 3.9: (a) H_c in leichter Richtung und (b) H_{aniso} in schwerer Richtung einer CoFeNiSiB-Einfachschicht wie hergestellt und nach Auslagerung für 30 min bei der jeweiligen Temperatur, (c) Magnetisierungskurve bei Raumtemperatur wie hergestellt und nach Auslagerung bei 500°C

Werden die Proben 30 min sukzessiv bei immer höheren Temperaturen ausgelagert, bleiben die weichmagnetischen Eigenschaften bis zu einer Auslagerungstemperatur von 400°C erhalten, während die in-plane Anisotropie oberhalb 250°C von über 50 Oe auf 25 Oe bei 400°C abzunehmen beginnt, siehe Abb. 3.9. Nach Auslagerung bei 450°C ist keine Vorzugsrichtung der Magnetisierung in der Ebene zu beobachten. Abb. 3.9(c) zeigt die Magnetisierungskurven für die wie hergestellte Probe und nach deren Auslagerung bei 500°C für 30min. Die Sättigungsmagnetisierung der amorphen Probe beträgt 680 emu/cm^3 und ändert sich nur geringfügig nach der Kristallisation.

3.1.5 Kerrmikroskopie

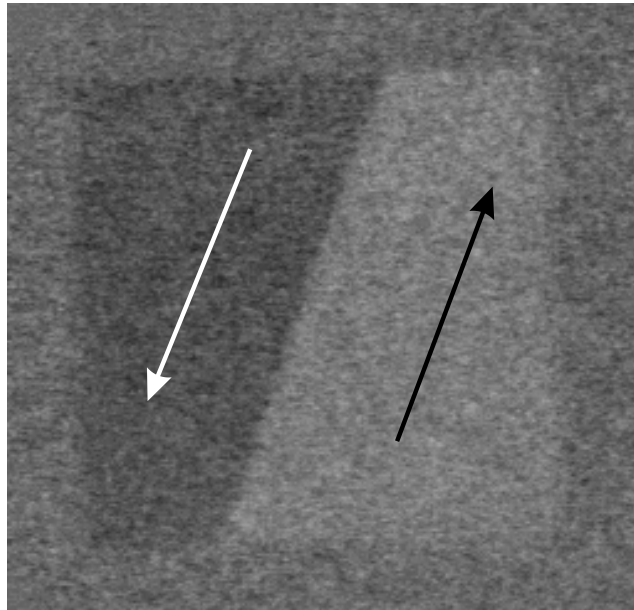


Abbildung 3.10: Kerrmikroskopieaufnahme einer auf $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ strukturierten $\text{SiO}_2/\text{CoFeNiSiB}(6\text{ nm})/\text{Ta}(2.5\text{ nm})$ -Schicht. Die Pfeile repräsentieren die Richtung der Magnetisierung.

Abb. 3.10 zeigt die Kerrmikroskopieaufnahme einer $\text{SiO}_2/\text{CoFeNiSiB}(6\text{ nm})/\text{Ta}(2.5\text{ nm})$ -Schicht im entmagnetisierten Zustand, nachdem das Magnetfeld in leichter Richtung angelegt wurde. Es sind zwei Domänen zu erkennen, deren Magnetisierung jeweils in die leichte Richtung der Probe zeigen und die durch 180° -Neelwände getrennt sind. Einen indirekten Hinweis auf eine starke Anisotropie gibt die Tatsache, dass die Domänen in die Ecken hineinlaufen und sich keine Randidomänen zur Reduzierung der Streufeldenergie ausbilden.

3.1.6 Abhängigkeit vom Sputterdruck

Werden polykristalline magnetische Schichten wie NiFe oder Co unter streifendem Einfall gesputtert oder aufgedampft, so wird eine in-plane uniaxiale Anisotropie beobachtet. Dabei kann je nach Depositionsbedingung sowohl eine leichte Richtung in Einfallsebene des Teilchenstrahls beobachtet werden als auch eine leichte Richtung senkrecht dazu. Die Ursache dieses anisotropen Verhaltens wird durch zwei mikrostrukturelle Erscheinungsbilder beschrieben, die zur Anisotropie beitragen. Zum einen produziert eine Deposition unter streifendem Einfall eine Schicht von geringer Dichte mit kolumnaren Körnern, die in Richtung der Quelle geneigt sind und so eine Anisotropie in Richtung der Einfallsebene erzeugen. Zum anderen entstehen bei streifendem Einfall tendenziell Polykristallite, die senkrecht zur Einfallsebene elongiert sind und damit eine leichte Richtung senkrecht zur Einfallrichtung bewirken. Dies kommt dadurch zustande, dass Abschattungseffekte die Schichtkontinuität in Richtung der Deposition leichter in par-

alleler als in senkrechter Einfallsrichtung unterbrechen können, wodurch kettenartige Strukturen von Körnern senkrecht zur Einfallsrichtung entstehen. Da mit Ar-Inertgas gesputtert wird, kann die Direktionalität des Atomstrahls vom Target durch Kollision mit dem Sputtergas verkleinert werden, ausserdem wird bei jedem Stoß kinetische Energie vom Atom auf das Sputtergas übertragen und somit die Energie der Atome bei der Deposition verringert. Um den Einfluss des Sputtergases auf die Anisotropie zu untersuchen, wurde eine Schichtserie $\text{SiO}_2/\text{CoFeNiSiB}(30\text{ nm})/\text{Ta}(2\text{ nm})$ mit variierenden Ar-Drücken von $3\text{-}13 \cdot 10^{-3}\text{ torr}$ hergestellt.

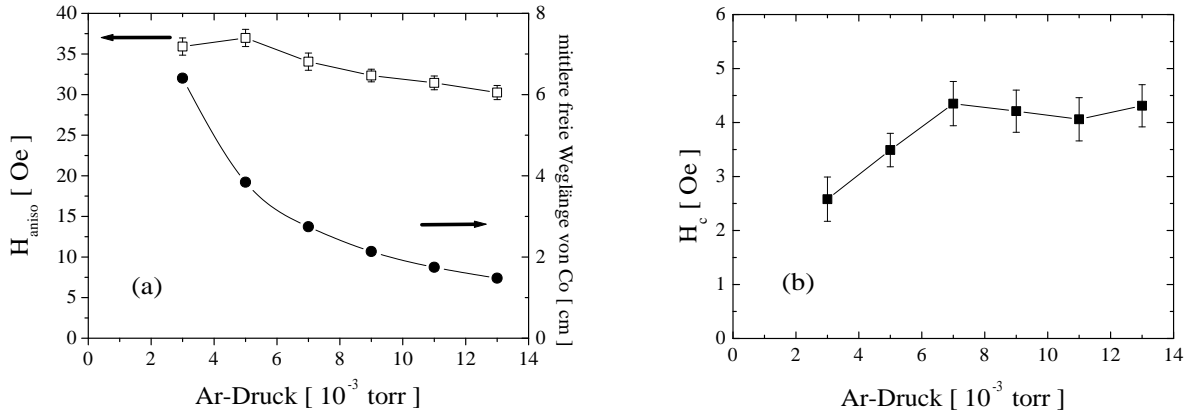


Abbildung 3.11: (a) H_{aniso} und die mittlere freie Weglänge von Co und (b) H_c von $\text{SiO}_2/\text{CoFeNiSiB}(30\text{ nm})/\text{Ta}(2.5\text{ nm})$ -Schichten in Abhängigkeit vom Ar-Druck

Abb. 3.11(a) zeigt die in-plane Anisotropie der schweren Richtung zusammen mit der mittleren freien Weglänge l der Co-Atome in Abhängigkeit vom Ar-Sputterdruck. Die mittlere freie Weglänge bestimmt sich durch

$$l = \frac{1}{S \cdot n}$$

mit dem Kollisionsquerschnitt S , der aus dem Atomradius des freien Teilchens bestimmt werden kann, und der Ar-Dichte n [122]. Über die ideale Gasgleichung $n = \frac{p \cdot N_A}{RT}$ mit Ar-Druck p und Temperatur im Plasma T folgt daraus: $l = \frac{k \cdot T}{p \cdot S}$. Mit einer Plasmatemperatur von 400 K und $S(\text{Co}) = 21.56 \cdot 10^{-20}\text{ m}^2$ [123] ergibt dies den Verlauf der mittleren freien Weglänge in Abhängigkeit vom Sputterdruck in Abb. 3.11(a).

Abb. 3.11(b) zeigt eine Zunahme von H_c der leichten Richtung mit zunehmendem Ar-Druck, der der Tendenz der Anisotropie entgegengesetzt ist, da bei sonst gleichen Bedingungen eine kleinere Anisotropie mit einem verringerten H_c verknüpft sein sollte.

3.1.7 Anisotropie bei festem Einfallswinkel

Um die Auswirkung und die Ursache des Gracing-Incidence-Effektes bei unseren Schichten genauer zu studieren, wurden zusätzlich zu den bei bewegtem Substrat abgedruckten Schichten auch solche hergestellt mit einer festen Position bezüglich des Targets während des Sputterprozesses. Dazu wurden die Substrate nach dem Einschleusen in die Kammer auf eine bezüglich der Entfernung vom Target genau bekannte Stelle auf dem Probenstisch gefahren und dort 40sec mit der Sputterleistung

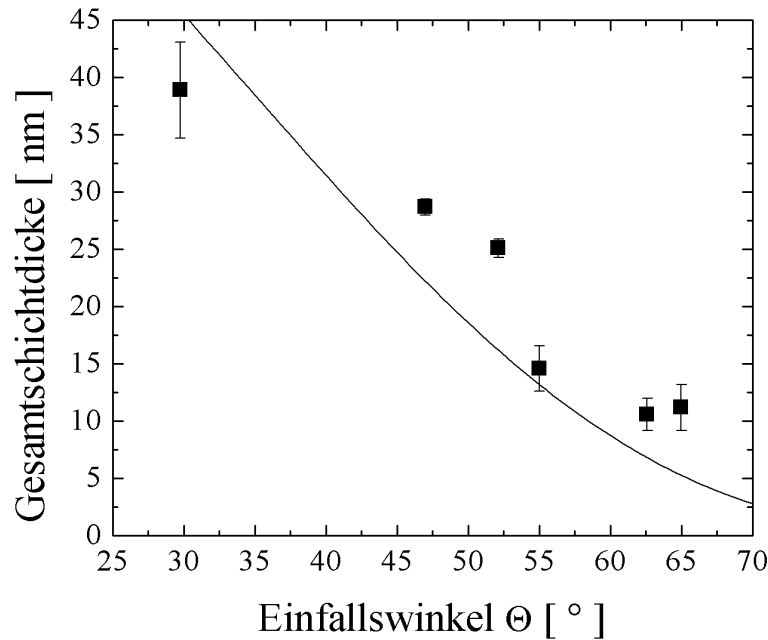


Abbildung 3.12: Dicke der auf fester Position unter dem Target gesputterten Schicht $\text{SiO}_2/\text{CoFeNiSiB}/\text{Ta}(2\text{nm})$ in Abhängigkeit vom mittleren Einfallswinkel, Sputterdauer der CoFeNiSiB -Deposition: 40sec. Die eingezeichnete Gerade entspricht der nach [131] abgeschätzten $\cos^3 \theta$ -Abhängigkeit des Teilchenflusses

100W und dem Ar-Druck $3 \cdot 10^{-3}$ torr besputtert. Anschliessend wurde die Schicht zur Vermeidung von Oxidation mit einer $\text{Ta}(2\text{nm})$ -Deckschicht versehen. Die mittels Röntgenkleinwinkelstreuung bestimmte Schichtdicke in Abhängigkeit von der Entfernung vom Target und damit vom mittleren Einfallswinkel zeigt Abb. 3.12. Die Sputterrate erniedrigt sich drastisch mit zunehmender Entfernung vom Target.

Untersuchungen an unter streifendem Einfallswinkel hergestellten NiFe -Schichten zeigen, dass bei Verwendung einer geeigneten Bufferlage die Rauigkeit der Schichten vermindert werden kann [77]. Dies schwächt damit auch die Abschattungseffekte bei der Deposition und verringert damit die induzierte in-plane Anisotropie. Zum Vergleich mit den direkt auf thermisch oxidiertem $\text{Si}(100)$ abgeschiedenen CoFeNiSiB -Schichten wurden deshalb Schichten unter festem Einfallswinkel mit denselben Sputterbedingungen wie oben auf $\text{Ta}(5 \text{ nm})$ abgeschieden.

Abb. 3.13(a) zeigt die Anisotropiefeldstärke in Abhängigkeit vom mittleren Einfallswinkel für die CoFeNiSiB -Schichten jeweils direkt auf therm. oxid. $\text{Si}(100)$ und auf $\text{Ta}(5 \text{ nm})$. Für kleine Einfallswinkel bis zu 55° ist die Anisotropie für beide Schichten kleiner als 20 Oe, bei grösseren Einfallswinkeln nimmt die Anisotropie für die direkt auf das Substrat gesputterte Schicht stark zu, während für die Schicht auf Ta die Anisotropie zuerst sinkt, bevor die Anisotropie mit zunehmendem Einfallswinkel grösser wird, jedoch nicht die Stärke erreicht wie die der Schicht direkt auf SiO_2 . Die Variation der leichten Richtung in der Schichtebene in Abhängigkeit vom Einfallswinkel zeigt Abb. 3.13(b), wobei 0° der tangentialen (also in Richtung der Tischrotation) und 90°

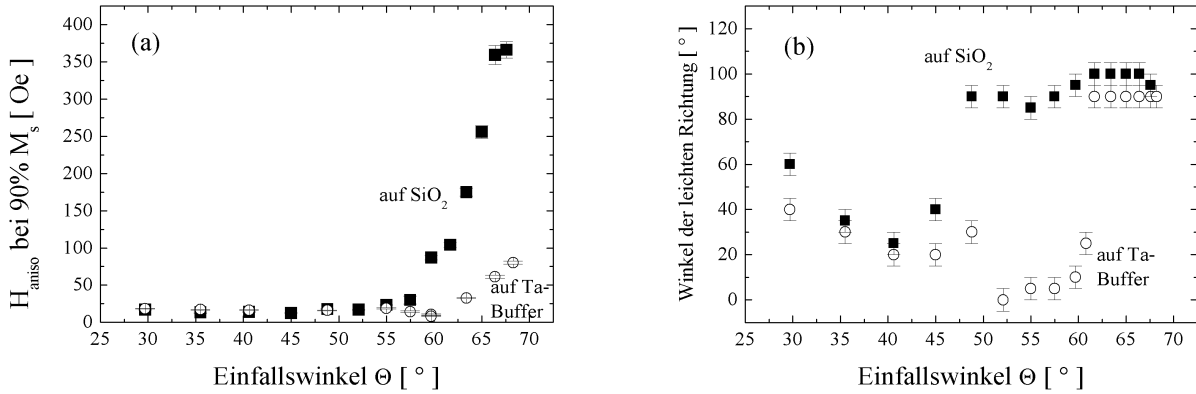


Abbildung 3.13: (a) H_{aniso} der bei fester Position unter dem Sputtertarget hergestellten CoFeNiSiB-Schicht in Abhängigkeit vom mittleren Einfallswinkel, jeweils auf thermisch oxidiertem Si(100) und auf Ta-Buffer, (b) Winkel der leichten Richtung in Ebene relativ zur Richtung der Tischrotation, jeweils auf thermisch oxidiertem Si(100) und auf Ta-Buffer

der radialen Kammerichtung entsprechen, siehe Abb. 3.1. Für kleine Einfallswinkel liegt die leichte Richtung zur Einfallsebene geneigt, welches zugleich mit der Richtung des in-plane Magnetfeldes der Magnetron-Permanentmagnete zusammenfällt. Mit Zunahme des Einfallswinkels dreht jedoch die leichte Richtung der ungebufferten Schicht oberhalb 47° in die Richtung senkrecht zur Einfallsebene. Ein analoges Verhalten zeigt die gebufferte Schicht, wobei jedoch die Drehung der leichten Richtung erst mit einem höheren Einfallswinkel von 62° zu beobachten ist. Dies weist auf das Zusammenwirken zweier konkurrierender Anisotropien hin, von denen diejenige mit leichter Richtung senkrecht zur Einfallsebene bei der gebufferten Schicht verringert ist und erst bei grösseren Einfallswinkeln eine Drehung der Magnetisierung senkrecht zur Einfallsebene des Teilchenstrahls vermag.

Interessant ist auch die Frage, inwieweit die Koerzitivfeldstärke von der Position des Substrats bezüglich des Targets abhängt, da eine vergrösserte Anisotropie mit einem höheren H_c verbunden sein sollte. Auf der anderen Seite spielen bei der Deposition amorpher magnetischer Schichten auch insbesondere die Substrattemperatur und die genaue Stöchiometrie der Schichten [129] [130] eine wichtige Rolle für die weichmagnetischen Eigenschaften. Abb. 3.14 zeigt das Koerzitivfeld, gemessen in leichter Richtung, in Abhängigkeit vom Einfallswinkel. Für kleine Einfallswinkel zeigen beide Schichten ein H_c von 4-5 Oe. Mit zunehmendem Einfallswinkel steigt H_c für die ungebufferte Schicht oberhalb 47° kontinuierlich an, um dann ab einem maximalen H_c von 9.5 Oe wieder leicht abzufallen. Im Gegensatz dazu nimmt das H_c der Schicht mit Ta-Buffer oberhalb eines Einfallswinkels von 50° kontinuierlich ab bis auf 1 Oe. Hier ist anscheinend die vom Anisotropieverhalten erwartete Zunahme von H_c mit zunehmendem Einfallswinkel überlagert von einem H_c verringernden zweiten Beitrag, der womöglich durch eine kleinere Substrattemperatur und/oder leicht veränderte Stöchiometrie bedingt wird. Nach Anlassen der Schichten unter Vakuum ohne anliegendem Magnetfeld bei 200°C für 30 min waren weder die Anisotropie noch H_c merklich verändert gegenüber den wie

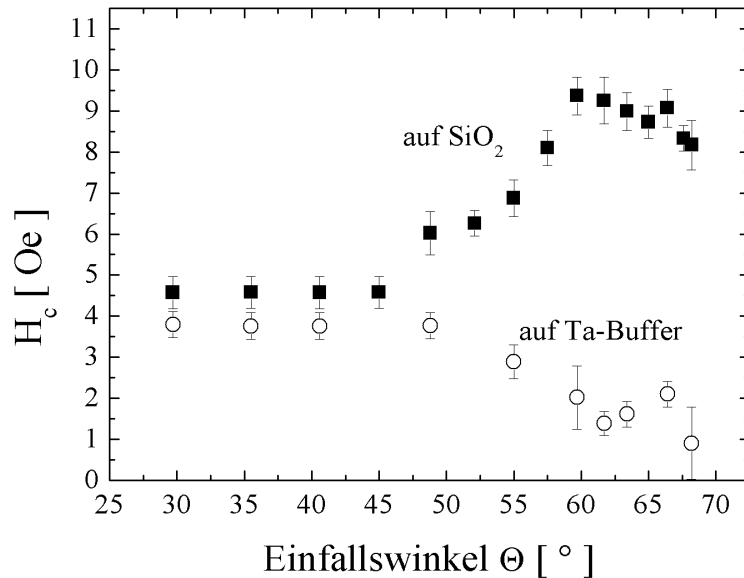


Abbildung 3.14: Koerzitivfeldstärke in der leichten Richtung von SiO₂/CoFeNiSiB/Ta(2nm) und SiO₂/Ta(5nm)/CoFeNiSiB/Ta(2nm) in Abhängigkeit vom mittleren Einfallswinkel, Sputterdauer der CoFeNiSiB-Deposition: 40sec

hergestellten Schichten (nicht gezeigt).

Um zu untersuchen, ob die verminderte Anisotropie bei Deposition auf Ta-Buffer mit einer verminderten Rauigkeit oder aber durch anisotrope Mikrostruktur auf der Oberfläche, etwa Wellenbildung in oder senkrecht zur Bewegungsrichtung der Schicht bei der Deposition [132], verursacht ist, wurde die Oberflächentopografie einer Ta(30nm)-Einfachschicht mittels AFM analysiert. Abb. 3.15 zeigt die AFM-Aufnahme in einem Scanbereich von 1000nm*1000nm. Die Schichten sind sehr glatt und zeigen eine homogen verteilte Kornstruktur an der Oberfläche, es sind keine Vorzugsrichtungen oder Modulationen erkennbar auf diesen Grössenskalen. Die Auswertung der RMS-Rauigkeit liefert einen Wert von 0.45 ± 0.05 nm, die Schichten sind also sehr glatt.

3.1.8 Dünne Einfachlagen mit unterschiedlichen Buffer- und Deckschichten

Für die Anwendung als weichmagnetische Detektionsschichten sind insbesondere sehr dünne Schichten von Interesse, weil bei zunehmender Miniaturisierung der lateralen Abmessungen der Sensorelemente in den μ m-Bereich das Demagnetisierungsfeld der Sensorschicht an Grösse gewinnt. Dies kann wiederum durch eine Herabsetzung der Dicke der Schichten kompensiert werden. Um die Schicht vor Oxidation zu schützen, werden je nach Einsatz als oberer oder unterer Elektrode verschiedene Buffer- und Schutzschichten verwendet. So wird bei TMR-Elementen als Zuleitungen aus dem nach der Deposition erfolgenden Lithographierungsprozess eine Cu-Lage verwendet, die schon im Schichtaufbau integriert ist. Als Buffer- oder Deckschicht wird für NiFe und Co oft Ta verwendet, da es als Bufferschicht die Grenzflächenrauigkeit

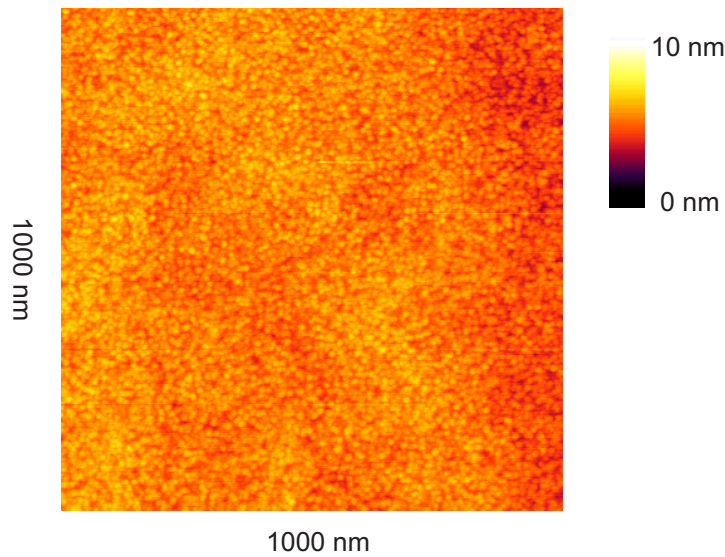


Abbildung 3.15: AFM-Aufnahme einer Ta(30nm)-Schicht, Scanbereich: 1000nm*1000nm, z-Range:10nm, RMS-Rauhigkeit:(0.45 ± 0.05 nm)

verringert und als Deckschicht als Oxidationsbarriere dient. Aus Untersuchungen an $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ -basierten Schichtsystemen ist bekannt, dass Ta die magnetischen Eigenschaften schwächt, insbesondere sogenannte magnetisch tote Lagen verursacht [124]. Theoretische Berechnungen, die die Effekte von Unordnung auf die elektronischen Eigenschaften berücksichtigen, zeigen sowohl eine starke Reduzierung des durchschnittlichen magnetischen Moments vor allem der Ni-Atome, als auch grosse Fluktuationen in der Grösse der lokalen Momente bei Ta-Substitution [125]. Entsteht durch die Löslichkeit von Ta in Co eine paramagnetische Phase an der Grenzfläche zu CoFeNiSiB, kann analog zu $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ -Ta die magnetische Dicke der Schichten durch eine angrenzende Ta-Schicht vermindert sein.

Um den Einfluss der Buffer- und Deckschichten auf die magnetischen Eigenschaften wie H_c , H_{aniso} , M_s und die Temperaturstabilität der amorphen Schichten zu untersuchen, wurden unterschiedliche Schichtserien $\text{SiO}_2/\text{Bufferschicht}/\text{CoFeNiSiB}(x \text{ nm})/\text{Deckschicht}$ mit $x=2-10 \text{ nm}$ hergestellt mit folgender Schichtfolge:

- $\text{SiO}_2/\text{CoFeNiSiB}(x \text{ nm})/\text{Cu}(4 \text{ nm}) \implies (\text{am}/\text{Cu})$
- $\text{SiO}_2/\text{Ta}(2 \text{ nm})/\text{CoFeNiSiB}(x \text{ nm})/\text{Cu}(4 \text{ nm}) \implies (\text{Ta}/\text{am}/\text{Cu})$
- $\text{SiO}_2/\text{CoFeNiSiB}(x \text{ nm})/\text{Ta}(2 \text{ nm}) \implies (\text{am}/\text{Ta})$
- $\text{SiO}_2/\text{Ta}(2 \text{ nm})/\text{CoFeNiSiB}(x \text{ nm})/\text{Ta}(2 \text{ nm}) \implies (\text{Ta}/\text{am}/\text{Ta})$

Die Proben wurden jeweils für 30min im Vakuum von $5 \cdot 10^{-6}$ mbar bei 200°C , 250°C und 300°C getempert. Die magnetischen Eigenschaften der wie hergestellten und der

getemperten Proben wurden mittels VSM bei Raumtemperatur bestimmt. Hierbei wurden mit dem Magnetfeld in der Ebene die Hysteresekurven jeweils für die leichte und schwere Richtung der Probe bestimmt.

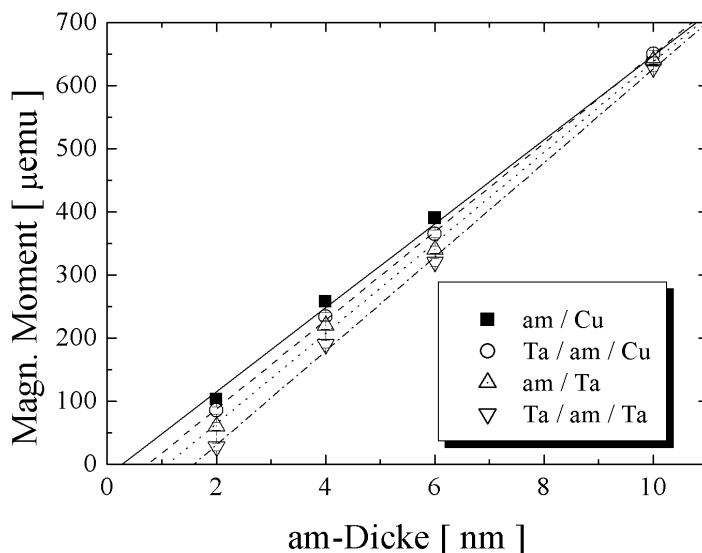


Abbildung 3.16: Magnetisches Moment in Abhängigkeit von der am-Dicke für die Schichtserien am/Cu, Ta/am/Cu, am/Ta und Ta/am/Ta wie hergestellt, mit linearem Fit

Abb. 3.16 zeigt das magnetische Moment der Probenserien in Abhängigkeit der CoFeNiSiB-Dicke im wie hergestellten Zustand. Bei gleichbleibender CoFeNiSiB-Dicke nimmt das magnetische Moment in der Reihenfolge am/Cu, Ta/am/Cu, am/Ta, Ta/am/Ta ab. Die magnetische Dicke der Schicht ist also am grössten für eine SiO₂- und Cu-Grenzfläche im Gegensatz zu einem verminderten Moment angrenzend an Ta. Um den Einfluss der jeweiligen Buffer- und Deckschicht separieren zu können wird für jede Schichtserie das fehlende magnetische Moment, welches der magnetisch toten Lagendicke entspricht, aus dem Schnittpunkt des linearen Fits des magnetischen Moments mit der horizontalen Achse bestimmt. Die so erhaltenen magnetisch toten Lagendicken für jede Schichtserie im wie hergestellten Zustand und nach Auslagerung bei 200°C, 250°C und 300°C sind in 3.1 aufgeführt. Aus dem Vergleich der magnetisch toten Lagendicke der jeweiligen Serien miteinander kann dann auf den Einzelbeitrag der jeweiligen Buffer/Schicht- und Schicht/Deckschicht-Kombination geschlossen werden.

Abb. 3.17 zeigt H_{aniso} der schweren Richtung und H_c der leichten Richtung in Abhängigkeit von der CoFeNiSiB-Schichtdicke der (am/Cu)-Serie im wie hergestellten Zustand und nach der Auslagerung. Die Anisotropie beträgt ungetempert etwa 40-45 Oe, sie nimmt mit zunehmender Auslagerungstemperatur ab, hierbei ist die Abnahme für die dünneren Schichten deutlicher. Die wie hergestellten Schichten sind sehr weichmagnetisch mit einem H_c zwischen 2-3 Oe, das sich aber mit Temperung bei 200°C und darüber hinaus erhöht. Besonders ausgeprägt ist diese Zunahme bei der dünnsten am(2 nm)/Cu-Schicht.

am/Cu	x_0 [nm]	$x_0(\text{SiO}_2/\text{am})$	$x_0(\text{am}/\text{Cu})$
wie hergest.	0.25	0.05	0.2
getempert 200°C	0.3	0.05	0.25
getempert 250°C	0.3	0.05	0.25
getempert 300°C	0.3	0.05	0.25
am/Ta	x_0 [nm]	$x_0(\text{SiO}_2/\text{am})$	$x_0(\text{am}/\text{Ta})$
wie hergest.	1.0	0.05	0.95
getempert 200°C	0.9	0.05	0.85
getempert 250°C	0.9	0.05	0.85
getempert 300°C	0.9	0.05	0.85
getempert 350°C	0.9	0.05	0.85
getempert 400°C	1.0	0.05	0.95
Ta/am/Cu	x_0 [nm]	$x_0(\text{Ta}/\text{am})$	$x_0(\text{am}/\text{Cu})$
wie hergest.	0.8	0.65	0.15
getempert 200°C	0.8	0.65	0.15
getempert 250°C	0.8	0.65	0.15
getempert 300°C	1.0	0.85	0.15
Ta/am/Ta	x_0 [nm]	$x_0(\text{Ta}/\text{am})$	$x_0(\text{am}/\text{Ta})$
wie hergest.	1.6	0.65	0.95
getempert 200°C	1.5	0.65	0.85
getempert 250°C	1.8	0.85	0.95
getempert 300°C	1.8	0.85	0.95

Tabelle 3.1: Gesamtdicke der magnetisch toten Lagen und daraus abgeleiteter Beitrag jeder einzelnen Grenzschicht für die am/Cu-, Ta/am/Cu, am/Ta- und Ta/am/Ta-Serie wie hergestellt und nach Auslagerung bei der jeweiligen Temperatur

Die magnetischen Kenndaten der (Ta/am/Cu)-Schichtserie zeigt Abb. 3.18. Im Gegensatz zur (am/Cu)-Serie wird bei der Deposition auf einer Ta-Bufferlage eine viel kleinere Anisotropie von ungefähr 10 Oe beobachtet. Nach Auslagerung steigt die Anisotropie für die dickeren Schichten sprunghaft an, ein leichter Anstieg ist auch für die Ta/am(2 nm)/Cu-Probe zu erkennen. Die Schichten sind im wie hergestellten Zustand mit einem H_c von 1-2 Oe noch weichmagnetischer als die (am/Cu)-Serie, mit zunehmender Auslagerung wird aber ähnlich zu dieser eine starke Zunahme der Koerzitivität beobachtet.

Die Auswertung der Hysteresekurven der (am/Ta)-Serie zeigt Abb. 3.19. Im Vergleich zur (am/Cu)-Serie in Abb. 3.17 ist mit einer Ta-Deckschicht die Anisotropie leicht verringert auf 30-35 Oe. Eine zunehmende Auslagerung bewirkt eine Schwächung der Anisotropie. Die Proben sind sehr weichmagnetisch mit einem H_c von 1.5-2.5 Oe. Bei Auslagerung ist abhängig von der Dicke ein unterschiedliches Verhalten zu erkennen: während das H_c der dickeren Schichten abnimmt, nimmt das H_c der dünnsten Schicht zu. Die weitere Auslagerung dieser Serie bei 350°C und 400°C zeigte, dass die Proben bei 350°C dieselbe Tendenz aufweisen wie die 300°C ausgelagerten Proben, siehe Abb. 3.20. Bei der nächsten Auslagerungstemperatur von 400°C zeigt sich jedoch eine drastische Erhöhung von H_c , die aber stark dickenabhängig ist, ausserdem wird

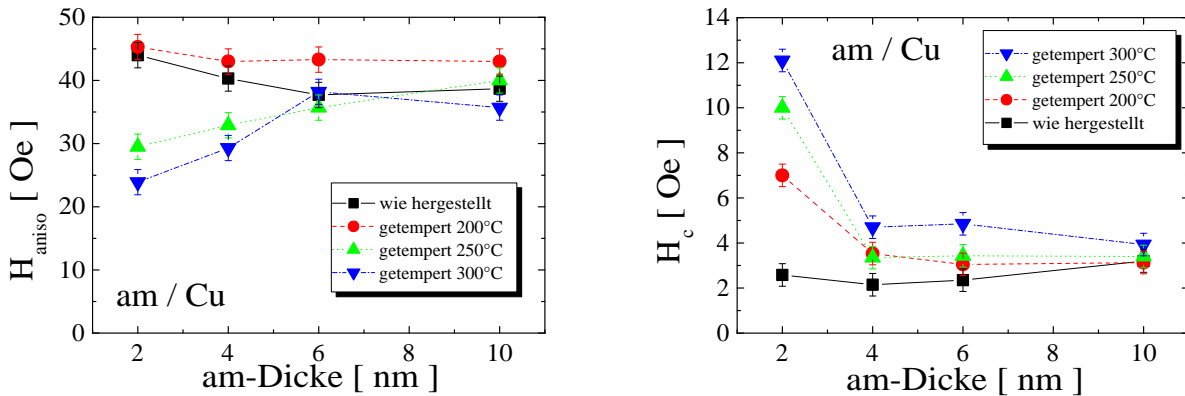


Abbildung 3.17: H_{aniso} der schweren Richtung, H_c der leichten Richtung in Abhängigkeit von der am-Dicke im wie hergestellten Zustand und nach Auslagerung für die Schichtserie $\text{SiO}_2/\text{CoFeNiSiB}(x \text{ nm})/\text{Cu}(4 \text{ nm})$

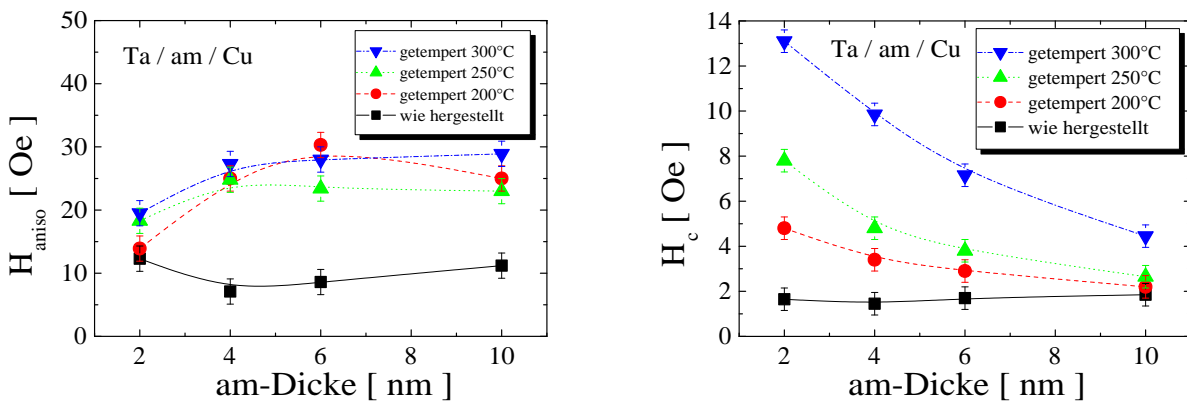


Abbildung 3.18: H_{aniso} der schweren Richtung, H_c der leichten Richtung in Abhängigkeit von der am-Dicke im wie hergestellten Zustand und nach Auslagerung für die Schichtserie $\text{SiO}_2/\text{Ta}(2 \text{ nm})/\text{CoFeNiSiB}(x \text{ nm})/\text{Cu}(4 \text{ nm})$

die dünnste am(2 nm)/Ta-Schicht sehr weichmagnetisch. Die Anisotropie bleibt nach Auslagerung bei 400°C im Rahmen der Messgenauigkeit konstant.

Abb. 3.21 zeigt für die (Ta/am/Ta)-Schichtserie, bei der Ta sowohl als Buffer- als auch als Deckschicht vorliegt, H_{aniso} der schweren Richtung und H_c der leichten Richtung in Abhängigkeit von der Auslagerungstemperatur für die jeweiligen Schichtdicken. Im wie hergestellten Zustand liegt eine äusserst geringe Anisotropie vor, die bei Auslagerung jedoch zunimmt ähnlich wie die (Ta/am/Cu)-Schichten. Die Anisotropie der (Ta/am/Ta)-Schichten ist aber auch nach der Temperung noch deutlich kleiner als die der (Ta/am/Cu)-Schichten. Die Proben sind sowohl wie hergestellt als auch nach Temperung sehr weichmagnetisch mit einem H_c von 1-1.5 Oe. Die Magnetisierung in Abhängigkeit von der Auslagerungstemperatur (nicht gezeigt) zeigt ein stark reduziertes Moment vor allem für die Ta/am(2 nm)/Ta-Probe, das nach Auslagerung bei 250°C verschwindet.

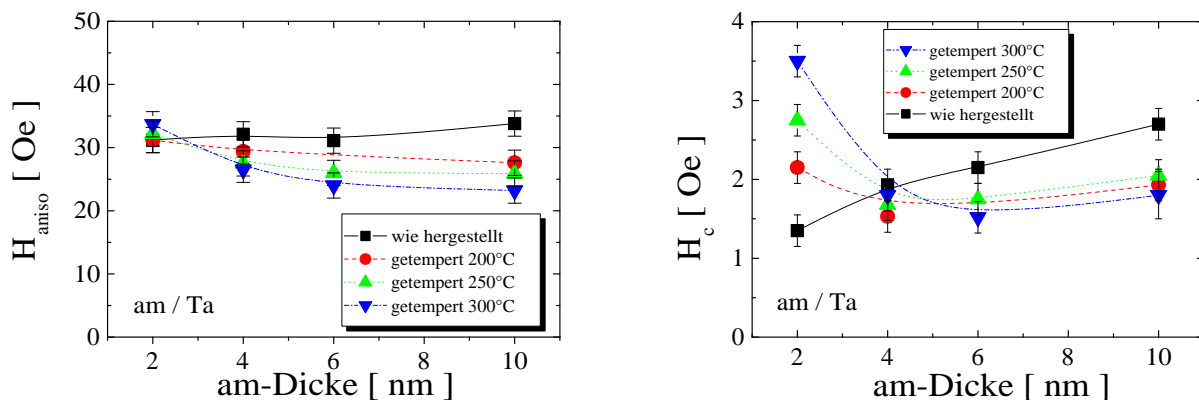


Abbildung 3.19: H_{aniso} der schweren Richtung, H_c der leichten Richtung in Abhängigkeit von der am-Dicke im wie hergestellten Zustand und nach Auslagerung für die Schichtserie $\text{SiO}_2/\text{CoFeNiSiB}(x \text{ nm})/\text{Ta}(2 \text{ nm})$

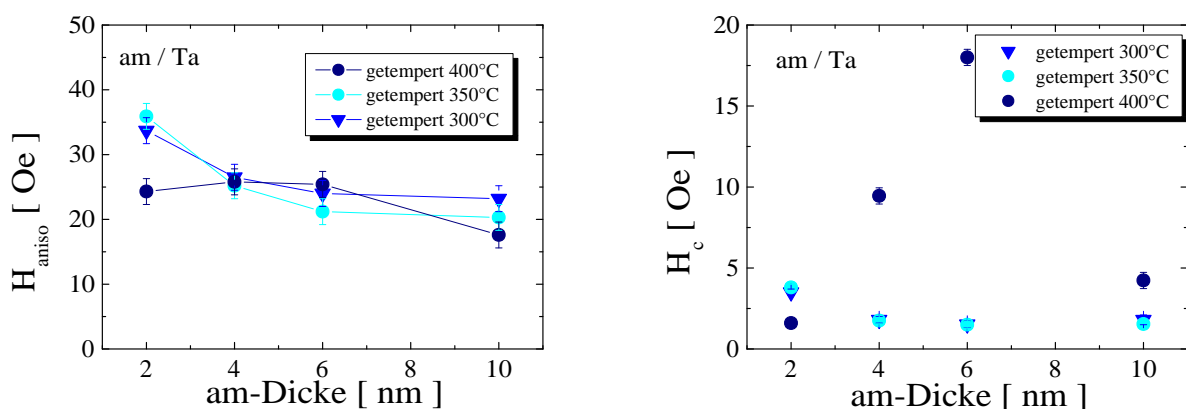


Abbildung 3.20: H_{aniso} der schweren Richtung, H_c der leichten Richtung in Abhängigkeit von der am-Dicke nach Auslagerung bei 300°C, 350°C und 400°C für die Schichtserie $\text{SiO}_2/\text{CoFeNiSiB}(x \text{ nm})/\text{Ta}(2 \text{ nm})$

3.1.9 Auslagerung unter anliegendem Magnetfeld

Strukturelle Relaxationen während der Temperung amorpher Systeme werden unterteilt in Änderungen der topologischen kurzreichweitigen Ordnung (TSRO) und compositionellen (chemischen) kurzreichweitigen Ordnung (CSRO) [126]. Die TSRO-Relaxation wird definiert als feine Änderung der topographischen Struktur, wobei die chemische Zusammensetzung innerhalb des Bereichs der kurzreichweitigen Ordnung gleichbleibt. Sie erlaubt eine bessere Anpassung in der Anordnung der relativen Atompositionen zueinander und erniedrigt dadurch die freie Energie. Sie ist durch einen Abbau der Spannungen charakterisiert. Dabei finden folgende atomare Prozesse statt: a) atomare kollektive Prozesse, bei denen die kleinsten strukturellen Einheiten, die Polyhedra, sich leicht verformen und sich sogar als ganzes leicht bewegen können, b) das Aufbrechen von Defekten und deren Transformation, bestimmt durch die Bewegung

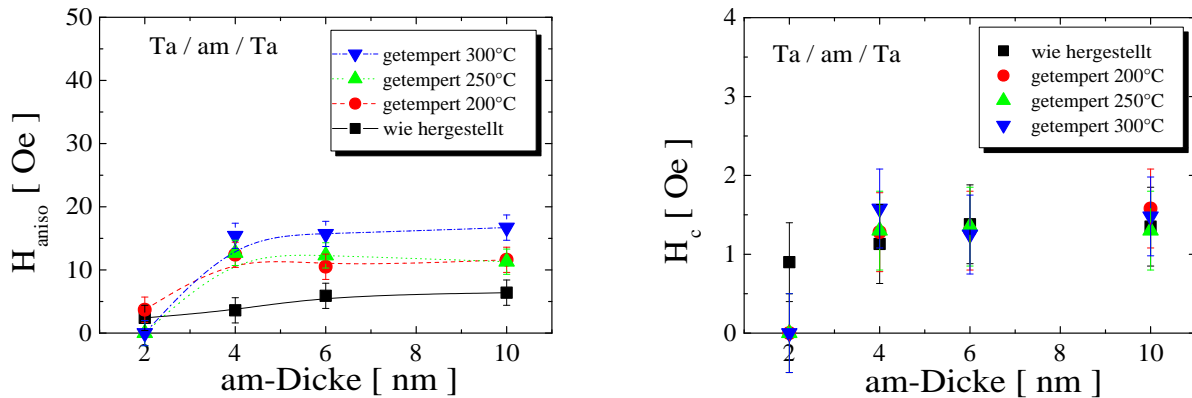


Abbildung 3.21: H_{aniso} der schweren Richtung, H_c der leichten Richtung in Abhängigkeit von der am-Dicke im wie hergestellten Zustand und nach Auslagerung für die Schichtserie $\text{SiO}_2/\text{Ta}(2 \text{ nm})/\text{CoFeNiSiB}(x \text{ nm})/\text{Ta}(2 \text{ nm})$

der Atome, c) das Verschwinden von Defekten durch Wanderung der Defekte an die Oberfläche.

Demgegenüber wird die CSRO-Relaxation definiert als eine kleine Änderung der lokalen chemischen Zusammensetzung abweichend vom Durchschnittswert, der durch kollektive atomare Prozesse verursacht wird.

Werden amorphe, schmelz-gesponnene $\text{Co}_{58.3}\text{Fe}_{4.7}\text{Ni}_{10}\text{Si}_{11}\text{B}_{16}$ -Legierungen im Feld ausgelagert, so wird eine magnetische Anisotropie in der Probe in Feldrichtung induziert [127]. Dabei konnte eine unmittelbare Verknüpfung von CSRO mit der Ausbildung der Anisotropie gezeigt werden. Während der kollektiven Relaxation wird eine directionale Ordnung durch das angelegte Feld ermöglicht. Die Grösse der induzierten Anisotropie ist abhängig vom Spannungszustand der schmelz-gesponnenen Probe. So konnte gezeigt werden, dass die induzierte Anisotropie mit wachsender Spannung abnimmt, die maximal induzierte Anisotropieenergie einer spannungsfreien, relaxierten Probe liegt in der Grössenordnung $1 \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$ [133].

Da unsere gesputterten CoFeNiSiB-Schichten depositionsbedingt schon im wie hergestellten Zustand eine in-plane Anisotropie zeigen, stellt sich die Frage, ob und wie die schon vorliegende Anisotropie und damit einhergehend die Koerzitivität der Schichten bei Temperung im Feld verändert wird. Interessant ist vor allem eine Temperung in einem Feld senkrecht zur leichten Richtung, das die Anisotropie schmälern, verschwinden lassen oder sogar drehen kann [128].

Es wurden je vier Schichten CoFeNiSiB(10 nm)/Cu, CoFeNiSiB(10 nm)/Ta, Ta/CoFeNiSiB(10 nm)/Cu und Ta/CoFeNiSiB(10 nm)/Ta bei 200°C für 30 min jeweils ohne Magnetfeld, mit 200 Oe in leichter Richtung und mit 200 Oe in schwerer Richtung (90° -Gegenfeld) ausgelagert. Abb. 3.22 zeigt H_{aniso} und H_c gemessen bei Raumtemperatur für die jeweiligen Auslagerungsbedingungen, zum Vergleich ist auch noch der wie hergestellte Zustand eingezeichnet. Bei Auslagerung mit Feld in leichter Richtung ist kein Unterschied in H_{aniso} zur Auslagerung ohne Feld zu erkennen. Bei Temperung unter 90° -Gegenfeld wird die Anisotropie in der ursprünglich leichten Richtung stark geschwächt. Bei den ungebufferten Schichten bleibt eine kleine

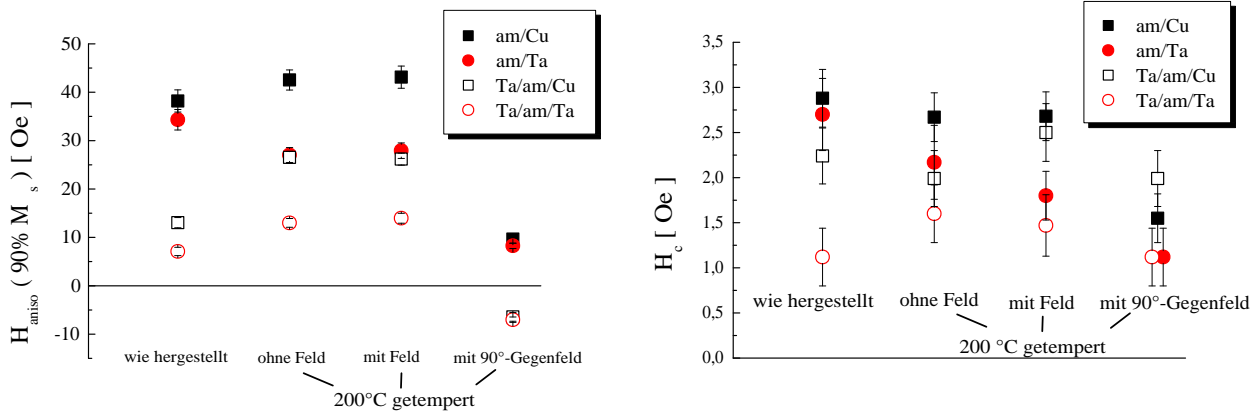


Abbildung 3.22: H_{aniso} der schweren Richtung, H_c der leichten Richtung wie hergestellt und nach Auslagerung bei 200°C jeweils ohne Feld, mit Feld in und mit Feld senkrecht zur leichten Richtung für die Schichten $\text{SiO}_2/\text{CoFeNiSiB}(10 \text{ nm})/\text{Cu}(4 \text{ nm})$, $\text{SiO}_2/\text{CoFeNiSiB}(10 \text{ nm})/\text{Ta}(2 \text{ nm})$, $\text{SiO}_2/\text{Ta}(2 \text{ nm})/\text{CoFeNiSiB}(10 \text{ nm})/\text{Cu}(4 \text{ nm})$, $\text{SiO}_2/\text{Ta}(2 \text{ nm})/\text{CoFeNiSiB}(10 \text{ nm})/\text{Ta}(2 \text{ nm})$, die nach unten aufgetragenen H_{aniso} -Werte bedeuten eine Drehung der leichten Richtung gegenüber der ursprünglichen leichten Richtung um 90°

Anisotropie von 10 Oe in ursprünglich leichter Richtung bestehen, während die leichte Richtung der auf Ta gesputterten Schichten in die ursprünglich harte Richtung dreht (hier durch die negative Achse dargestellt). Das H_c bei 90°-Gegenfeld-Temperatur der jeweiligen leichten Richtung ist entsprechend der verringerten Anisotropie für alle Schichten leicht reduziert.

3.2 Diskussion

An den untersuchten CoFeNiSiB-Schichten wird sowohl an den mit fester Position unter dem Target als auch an den mit Durchfahren unter dem Target hergestellten Proben eine relativ starke in-plane-Anisotropie beobachtet. Eine ähnliche Abhängigkeit der Anisotropie vom Einfallswinkel ist an vielen kristallinen Systemen bekannt [136] [137] [138] und wird auf einen magnetostatischen Effekt zurückgeführt aufgrund von kettenartigen Strukturen und dem geeigneten kolumnaren Wachstum, das sich infolge des gerichteten Teilchenflusses und mit Hilfe der Abschattungseffekte der Körner bildet.

Abb. 3.23 verdeutlicht das Konzept der Selbstabschattung. Die zugrundeliegende Idee hinter der Selbstabschattung ist die Betrachtung der Wahrscheinlichkeit, mit der ein Atom des Teilchenstrahls ein Atom auf der Oberfläche berührt und von diesem eingefangen wird. Dafür muss das Atom des Teilchenstrahls nahe genug an das Atom auf der Oberfläche herankommen. Der maximale Abstand, bei dem ein Atom des Teilchenstrahls gerade noch das Oberflächenatom berührt, wird als Einfanglänge bezeichnet. Die Einfanglänge wird hier definiert als zwei atomare Radii, $2r$. Für ein einzelnes Atom auf der Oberfläche ist die maximale gesamte Einfanglänge $4r$ für den Fall, dass der Teilchenfluss senkrecht zur Oberfläche gerichtet ist. Diese Einfanglänge wird jedoch anisotrop in der Ebene, wenn der Teilchenfluss auf die Oberfläche unter einem streifen-

den Winkel einfällt. In der Richtung senkrecht zum einfallenden Teilchenstrahl, siehe Abb. 3.23(a),(c) hat das Atom auf der Oberfläche eine Einfanglänge von $4r$ für Atome des Teilchenflusses, während in der Richtung parallel zum einfallenden Teilchenstrahl, siehe Abb. 3.23(a),(b) die Einfanglänge auf $2r(1 + \cos \alpha)$ verringert ist. Beide Einfanglängen definieren eine Einfangellipse, die falls die Diffusion an der Oberfläche nicht zu gross ist (also bei nicht zu hohen Temperaturen) eine anisotrope Wachstumsgeschwindigkeit bewirken.

An unseren Schichten konnten jedoch mittels STM-Untersuchungen, siehe Kap. 5.2.1, keine derartigen Oberflächenstrukturen beobachtet werden. Desweiteren ist die Größe der Anisotropie für unsere Schichten mit Werten um $1.4 \cdot 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$ (entsprechend einem H_a von 50 Oe) zu groß, um durch einen derartigen magnetostatischen Effekt allein erklärt werden zu können, da die typischen Literaturwerte hierfür nur $(1-8) \cdot 10^3 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$ sind. Auch kann ein Magnetostriktionseffekt durch etwaige bei der Deposition induzierte uniaxiale Spannungen ausgeschlossen werden, da die Schichten von der Zusammensetzung her keine Magnetostriktion zeigen sollten und ausserdem durch Messungen der Magnetostriktion von Dr. Mattheis in Jena dieser Einfluss auf die uniaxiale Anisotropie auf unter 1% abgeschätzt werden konnte.

Untersuchungen an kristallinen Co-Schichten zeigen bei streifendem Einfall abhängig von der Art der Deposition eine Elongation der Körner senkrecht (bei aufgedampften Co-Schichten) **oder** parallel (bei gesputterten Co-Schichten) zur Einfallsebene [139], also eine unterschiedliche bevorzugte Wachstumsrichtung. Texturmessungen ergaben ausserdem, dass die Kristallite jeweils in senkrechter Richtung zur c -Achse ([0001]-Richtung) wachsen. Es gibt also einen kristallographischen Beitrag zum Bildungsprozess der kolumnaren Kornstruktur, der von Okamoto durch kristallographische Überlegungen mitberücksichtigt wird [140]. Die Gesamtanisotropie setzt sich zusammen aus den Beiträgen der Formanisotropie der Körner und der magnetokristallinen Anisotropie. Da die magnetokristalline Anisotropie bei den gesputterten Proben überwiegt, wird bei diesen so eine leichte Richtung senkrecht zur Einfallsebene induziert [135].

Für unsere Schichten wird ähnlich dazu eine bevorzugte Orientierung der die amorphe Matrix aufbauenden Cluster bei der Deposition unter streifendem Einfallswinkel als Ursache für die beobachtete Anisotropie favorisiert. Eine Ausrichtung der Co-Cluster während der Sputterdeposition mit anliegendem Magnetfeld wurde von Ounadjela et al. [123] [141] als Ursache für die hohen Anisotropien in CoTi diskutiert. Mit einer Ausrichtung der Cluster, wobei vor allem die der hcp-Struktur entsprechenden tetragonalen Cluster mit einer relativ grossen magnetischen Anisotropie verknüpft sind, wird demnach eine makroskopische magnetische Anisotropie induziert.

Ein erhöhter Sputterdruck sollte mindestens zwei Effekte auf die Abschattung haben [134]: verstärkte Streuung der gesputterten Atome durch das Sputtergas und eine Kontamination der Oberfläche durch die Gasatome. Durch die vermehrte Streuung kommt es zu einem effektiven Einfallswinkel kleiner als durch die Target-Substrat-Geometrie vorgegeben, desweiteren wird die Energie des Teilchenstrahls infolge der größeren Stoßwahrscheinlichkeit kleiner und der Energieübertrag beim Depositionsprozess selbst nimmt ab. Durch die verstärkte Besetzung der Plätze an der Oberfläche durch Argonatome werden die deponierenden Atome an der Oberflächendiffusion gehindert [136]. Der an unseren Proben beobachtete leichte Rückgang der Anisotropie mit zunehmendem Sputterdruck ist auf diese die effektive Einfallrichtung des Teil-

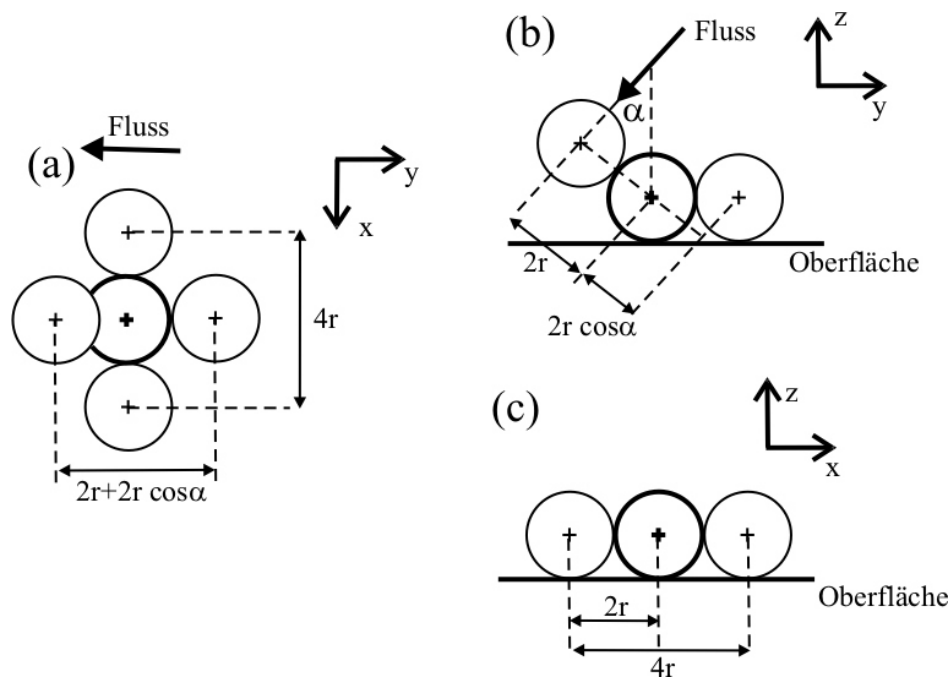


Abbildung 3.23: Schemazeichnung zur Verdeutlichung des Selbstabschattungseffekts an einem einzelnen Oberflächenatom, welches mit dicker Linie eingezeichnet ist. Der Teilchenstrahl trifft das Substrat unter einem Winkel α relativ zur Oberflächennormalen. (a) Aufsicht mit der schnellen und leichten Wachstumsrichtung. (b) Seitenansicht mit der langsamen Wachstumsrichtung. (c) Seitenansicht mit der schnellen Wachstumsrichtung. Nach [142].

chenstrahls verringernde Wirkung der Stöße zurückzuführen. Die Auswirkungen auf die Diffusion an der Probenoberfläche spielen demgegenüber eine nur untergeordnete Rolle. Das verstärkte Vorhandensein von Ar-Atomen an der Oberfläche ist lediglich verantwortlich für die leichte Zunahme der Koerzitivität durch einen vermehrten Einbau von Fremdatomen in der Schicht.

Durch Deposition der Schichten auf einer Ta-Bufferlage ist die durch den streifenden Einfall induzierte Anisotropie deutlich verringert. Dies kann auf die Glättung der Oberfläche zurückgeführt werden, wodurch der Einfallswinkel von Oberflächenatom zu Oberflächenatom nur wenig variiert, während für eine raue Oberfläche eine größere Verteilung der Einfallswinkel vorliegt, wodurch lokal eine größere Anisotropie induziert wird. Untersuchungen von NiFe-Schichten auf nanostrukturierten V-förmig eingekerbten Substraten ergaben tatsächlich eine höhere Anisotropie als die der vergleichbaren NiFe-Schichten auf gegenüber dem Target gekippten Substraten [137]. Die Autoren führen dies auf eine veränderte Mikrostruktur an den Bergen und Tälern zurück, welche die Anisotropie erhöht. Damit wird verständlich, daß durch eine Glättung der Oberfläche die induzierte Anisotropie durch streifenden Einfall vermindert wird.

Im Gegensatz zur am/Cu-Grenzfläche, die keine signifikante paramagnetische Grenzfläche aufweist, bilden sich an der am/Ta-Grenzfläche paramagnetische Lagen, die durch eine starke Durchmischung der Grenzfläche mit einer Reduzierung des magnetischen Moments der Co-, Fe- und Ni-Atome durch Ta-Verunreinigungen einhergeht. Dabei ist die Dicke der nichtmagnetischen Lage und damit die Durchmischung davon

abhängig, ob Ta als Buffer- oder Deckschicht vorliegt; während eine Ta-Bufferlage im wie hergestellten Zustand eine magnetisch tote Lage von 0.65 nm verursacht, zeigt Ta als Deckschicht eine noch grössere Tendenz zur Durchmischung mit einer magnetisch toten Lagendicke von 0.95 nm. Eine stärkere Durchmischung bei der Deposition von Ta-Atomen auf CoFeNiSiB ist zum einen dadurch verursacht, dass durch die grössere Oberflächenenergie von Ta (3150 mJ/m^2) im Vergleich zu Co (2550 mJ/m^2) [143] die Ta-Atome in der Deckschicht während der Deposition leichter in die amorphe Lage diffundieren können als die Ta-Atome in der Bufferlage bei der Deposition. Co-Atome, die auf der Bufferlage deponiert werden, durchmischen weniger leicht mit den darunterliegenden Ta-Atomen aufgrund deren höherer Oberflächenenergie. Zum anderen haben die auftreffenden Ta-Atome aufgrund einer größeren Sputterleistungsdichte des Ta-Targets von 2.5 W/cm^2 im Vergleich zu 1.3 W/cm^2 des CoFeNiSiB-Targets eine größere kinetische Energie bei der Deposition, was eine stärkere Durchmischung forciert. Damit sind im wie hergestellten Zustand die beiden Grenzflächen am/Ta und Ta/am nicht äquivalent.

Bei der Auslagerung hat die thermisch aktivierte Diffusion einen stärkeren Effekt auf die im wie hergestellten Zustand chemisch glattere Ta/am-Grenzfläche als auf die chemisch rauhere am/Ta-Grenzfläche: so bleibt die paramagnetische am/Ta-Grenzfläche mit der Auslagerung gleichbleibend bei 0.9 nm, während eine verstärkte Interdiffusion die magnetisch tote Lage der Ta/am-Grenzfläche nach der Auslagerung bei 250°C von 0.65 nm auf 0.85 nm ansteigen läßt. Die weitere Interdiffusion ist also für schon stark durchmischte Grenzflächen behindert.

Beim Vergleich der Anisotropie für die verschiedenen Schichtserien mit unterschiedlichen Buffer- und Deckschichten ist bei den beiden Serien mit einer Ta-Bufferlage die Anisotropie deutlich kleiner als ohne Ta analog zu den Proben, die mit fester Position unterhalb des Targets hergestellt wurden. Fährt das Substrat unter dem Target hindurch, so wird durch den gracing-incidence-Effekt erst eine leichte Richtung senkrecht zur Bewegungsrichtung induziert.

Für die Induzierung einer Anisotropie durch Paarordnung bei der Deposition in einem äußeren Magnetfeld gibt nicht die Richtung des äußeren Feldes an sich die Anisotropierichtung vor, sondern die lokale Magnetisierungsrichtung auf der Probe. Das Magnetfeld von maximal 150 Oe am Ort der Probe reicht jedoch nicht aus, die Magnetisierung der ersten deponierten Atomlagen mit ihrer leichten Achse senkrecht zum Magnetronfeld in Richtung des äußeren Feldes zu drehen, die für die Domänen ja die schwere Richtung darstellt. Sie kann lediglich eine Drehung der Magnetisierungsrichtung der Domänen bewirken, siehe Abb. 3.24, die für die Proben auf Ta-Bufferlage viel größer sein wird aufgrund der viel kleineren gracing-incidence-Anisotropie. Diese gedrehten Magnetisierungsrichtungen legen nun die Anisotropierichtungen durch die Paarordnung der deponierenden magnetischen Atome fest. Diese Anisotropierichtungen haben damit eine Komponente senkrecht zur ursprünglich leichten Richtung. Die Gesamtanisotropie setzt sich zusammen aus den Beiträgen der einzelnen Lagen mit unterschiedlichen Anisotropien und ist damit bei Deposition auf einer Ta-Lage gegenüber einer Deposition auf SiO_2 verringert, weil die Komponente der Anisotropie durch die Paarordnung in Richtung der gracing-incidence-Anisotropie deutlich kleiner ist.

Dies würde auch erklären, weshalb die Anisotropie für relativ dicke Proben, also $\approx 30 \text{ nm}$, jeweils größer ist als bei den sehr dünnen Proben (2 nm-10 nm): mit der plau-

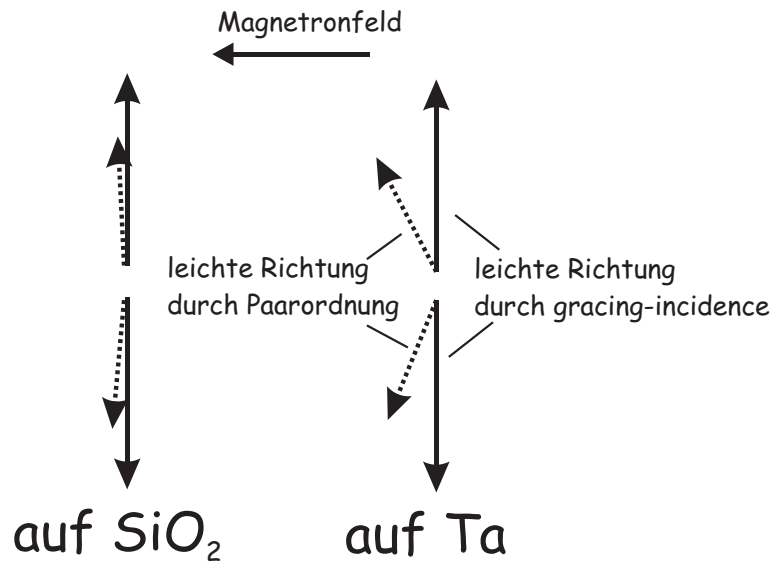


Abbildung 3.24: Schematisches Modell zur Veranschaulichung der Induzierung der Nahordnung: durch das Magnetronfeld erfolgt eine Drehung der Magnetisierung aus der durch den gracing-incidence-Effekt induzierten Anisotropieachse. Diese gedrehte Magnetisierung bestimmt nun die leichte Richtung der Anisotropie durch die direktionale Ordnung der magnetischen Atome.

siblen Annahme, dass die gracing-incidence-Anisotropie der ersten deponierten Atome bei derart dünnen Schichten noch nicht so sehr ausgeprägt ist, verringert dies damit auch die Gesamtanisotropie.

Für die hier untersuchten (2 nm-10 nm)-Serien ist die Anisotropie in Abhängigkeit der Schichtdicke annähernd konstant. Untersuchungen an dünnen NiFe-Schichten mit unterschiedlichen Bufferschichten, wobei die Anisotropie allein durch einen Paarordnungsprozess induziert wurde, ergaben jedoch eine starke Reduzierung der Anisotropie mit abnehmender NiFe-Schichtdicke bei Deposition mit kleinem Sputterdruck, was im Hinblick auf Inselwachstum und/oder den Einfluss einer stark durchmischten Grenzfläche auf die Paarordnungsfähigkeit diskutiert wird [73] [144] [145]. Bei Inselwachstum können kleinere Inseln entweder paramagnetisch oder ferromagnetisch sein mit einer zufällig gerichteten Anisotropie durch die Form der Inseln. In beiden Fällen kann die Magnetisierung nicht gesättigt werden durch das angelegte Feld während der Deposition. Dementsprechend wird keine Anisotropie bei Paramagnetismus oder keine Netto-Anisotropie bei ferromagnetischen Inseln mit einer grossen zufälligen Anisotropie induziert. Nach der Deposition weiterer Atomlagen ist der Film geschlossen ferromagnetisch und die Anisotropien haben sich herausgemittelt infolge der Austauschwechselwirkung zwischen den vorher isolierten Inseln. Nun kann die Schicht im äusseren Feld gesättigt werden und eine Anisotropie in den nachfolgend deponierten Schichten induziert werden. Die zweite Erklärungsmöglichkeit für eine dickenabhängige Anisotropie ist ein Durchmischen der Grenzfläche. Bei Buffer- und Deckschichten beeinflusst eine Durchmischung an der Grenzfläche nicht nur das magnetische Moment, was in magnetisch

toten Lagen resultiert, sondern kann möglicherweise auch die induzierte Anisotropie an der Grenzfläche beeinflussen. Kleine Ta-Verunreinigungen in der magnetischen Lage könnten sehr gut die Paarordnungsprozesse beeinflussen, die die uniaxiale Anisotropie hervorrufen [73].

Wird berücksichtigt, dass für die Anisotropie der ersten Lagen in unseren Schichten nicht ein Paarordnungsprozess, sondern die Ausrichtung der Co-Cluster ausschlaggebend ist, so ist die annähernde Unabhängigkeit der Anisotropie bei kleinen Schichtdicken verständlich. Selbst bei sehr dünnen Schichten sinkt die Anisotropie nicht merklich ab.

Der oben diskutierte Einfluss von Ta-Verunreinigungen auf die Paarordnungsprozesse könnte aber möglicherweise die Ursache dafür sein, dass die Anisotropie bei Verwendung einer Ta-Deckschicht im Vergleich zu einer Cu-Deckschicht noch weiter abnimmt. Da die Ta-Deckschicht eine stärkere Durchmischung der Grenzflächen verursacht mit einer magnetisch toten Lage von ≈ 1 nm im Vergleich zu nur ≈ 0.2 nm bei einer Cu-Deckschicht, ist damit auch der Anteil an Ta-Verunreinigungen im magnetisch aktiven Teil der amorphen Lage hoch. Dies zieht eine Abschwächung der Anisotropie nach sich, wahrscheinlich durch eine Schwächung der Ausrichtung der magnetischen Atompaaire durch die Ta-Atome.

Für das Verhalten der Anisotropie mit der Auslagerungstemperatur sind abhängig davon, ob eine Ta- BUFFERSCHICHT verwendet wird oder nicht, zwei unterschiedliche Verhalten beobachtbar:

1. Bei direktem Sputtern auf SiO_2 wird die Anisotropie kleiner mit zunehmender Auslagerungstemperatur. Die Dicke der toten magnetischen Lagen in diesem Temperaturbereich ist konstant für die am/Cu- und am/Ta-Schichten. Dies deutet auf einen Volumen-Relaxationsmechanismus als Ursache für die Reduzierung der Anisotropie hin, wie er auch an der amorphen Einfachschicht beobachtet wurde. Aus den vorliegenden DSC-Messungen an der CoFeNiSiB-Einfachlage gibt es keinen Hinweis auf eine reversible Transformation zwischen trigonalen (der α -Phase von Co entsprechenden) und octahedralen (der β -Phase von Co entsprechenden) Clustern, was der $\alpha - \beta$ -Co-Transformation entsprechen würde, wie sie von Riveiro et al. [146] an $(\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x)_{80}\text{B}_{20}$ schmelzgesponnenen Proben bei Temperaturen weit unterhalb der Kristallisationstemperatur beobachtet wurde. Der an unserer Probe beobachtete exotherme DSC-Peak leicht unterhalb der ersten Kristallisationsstufe deutet dagegen auf eine beginnende Kristallisation durch Keimwachstumsprozesse hin. Dieses unterschiedliche Kristallisationsverhalten ist durch die unterschiedliche Mikrostruktur von gesputterten Schichten im Vergleich zu schmelzgesponnenen Proben bedingt, welche in den stark unterschiedlichen Abschreckraten bei der Herstellung begründet ist. Viel wahrscheinlicher ist es deshalb, dass die Abnahme der Anisotropie dadurch zustande kommt, daß durch thermische Anregung die trigonalen Cluster ihre Ausrichtung verlieren mit zunehmender Temperatur und/oder neue Cluster mit einer statistischen Orientierungsverteilung entstehen und so die uniaxiale Anisotropie schwächen.

Zusätzlich beeinflusst die Art der beiden Grenzflächen die Relaxation. So ist die weitere Relaxation bei der dünnsten $\text{SiO}_2/\text{am}(2\text{ nm})/\text{Ta}$ -Schicht unterdrückt, was auf den zunehmenden Einfluß der Grenzflächen zurückzuführen ist, welche die Relaxation im Falle von SiO_2/am und/oder am/Ta verhindert. Dies könnte durch intrinsische Spannungseffekte an der Grenzfläche und/oder eine reduzierte Kristallisationstemperatur für sehr

dünne Schichten verursacht sein, welche auch das ansteigende H_c der dünnsten Schicht mit Auslagerung erklären würde, während das H_c der dickeren Schichten der sinkenden Tendenz der Anisotropie entspricht. Das Ansteigen des H_c der Schichtserie am/Ta nach Auslagerung bei 400°C zeigt die beginnende Kristallisation an, wobei jedoch das H_c der dünnsten Schicht drastisch reduziert ist. Dies kann auf die thermisch angeregte stärkere Durchmischung der am/Ta-Grenzfläche mit einer vergrößerten magnetisch toten Lage bei der Auslagerung auf 400°C zurückgeführt werden. Durch die Vergrößerung der paramagnetischen Grenzfläche vergrößert sich auch der Anteil an der magnetischen Lage mit einer verringerten induzierten Anisotropie, die von einer größeren Unordnung an der Grenzfläche herrührt. Dies kann erklären, weshalb selbst nach der Kristallisation für eine sehr dünne magnetische Schicht ein kleines H_c beobachtet wird.

Im Unterschied zur am/Ta-Serie zeigt die am/Cu-Serie für alle Proben mit zunehmender Auslagerung eine Erhöhung der Koerzivität mit einer gleichzeitigen Abnahme der Anisotropie vor allem für die beiden dünnsten Proben. Dies kann man verstehen, wenn die Wirkung von Cu als Keimbildner und damit die Kristallisation fördernd [147] berücksichtigt wird. Demnach ist an der am/Cu-Grenzfläche eine verstärkte Tendenz zur Kristallisation durch heterogene Keimbildung vorhanden im Vergleich zum Volumen mit Kristallisation durch homogene Keimbildung. Die relativ starke Zunahme von H_c bei Auslagerung im Vergleich zu den am-Einfachlagen und der am/Ta-Serie wird somit anscheinend durch die beginnende Kristallisation hervorgerufen.

Da der Beitrag des Grenzflächenvolumens am Gesamtvolumen umso größer ist, je dünner die Schichten sind, ist die H_c -Erhöhung durch den Kristallisationseffekt an der Grenzfläche umso größer, je dünner die Schicht ist.

2. Nach der Auslagerung der Ta/am/Cu- und Ta/am/Ta-Serien nimmt die Anisotropie stark zu. Es muss also neben der Relaxation der Cluster, die zu einer kleineren Anisotropie führt, noch ein zweiter Mechanismus vorhanden sein, der dem überlagert ist und die Anisotropie ansteigen läßt. Aus den Messungen an den unter einer festen Position unterhalb des Targets sich befindlichen Proben wurde eine Positionsabhängigkeit der Anisotropierichtung und -stärke beobachtet, deren Ursache das Zusammenspielen zweier zueinander senkrechter Anisotropiebeiträge ist: zum einen der Anisotropiebeitrag durch den grating-incidence-Effekt, der in einer leichten Richtung senkrecht zur Bewegungsrichtung des Probenhalters resultiert, und zum anderen ein diesem überlagerter zweiter Beitrag, der von der Paarordnung der magnetischen Atome durch das Streufeld der Magnetrons resultiert. Diese Paarordnung kann aber auch durch eine Auslagerung in einem magnetischen Feld induziert werden. Da bei unseren Proben die Anisotropie sehr stark ist, bilden sich in der Kerrmikroskopaufnahme sichtbar keine Randdomänen aus, siehe Abb. 3.10, und die Magnetisierungsrichtungen der beiden Domänen zeigen jeweils in die leichte Achse. Da für die Induzierung der Anisotropie durch die Paarordnungsprozesse die Richtung der lokalen Magnetisierung und nicht das äußere Feld ausschlaggebend ist, wird bei der Auslagerung ohne äußerem Feld die gleiche Anisotropie induziert wie bei Auslagerung mit äußerem Feld in der leichten Richtung, siehe Abb. 3.22.

Die Zunahme der Anisotropie mit der Auslagerung, die bei den Ta/am/Cu- und Ta/am/Ta-Schichten zu beobachten ist, wird also durch die paarweise Ausrichtung der magnetischen Atome in der leichten Richtung verursacht, wobei die depositionsbedingte Paarordnung der Atome, falls sie von der leichten Richtung abweicht, rückgängig

gemacht wird. Somit wird die Anisotropie in leichter Richtung durch die Paarordnungsprozesse bei der Auslagerung noch verstärkt.

Mit der Auslagerung verknüpft sind also sowohl eine Anisotropieerhöhung durch die oben beschriebene Paarordnung als auch eine Anisotropieerniedrigung durch die Relaxation der Cluster. Da der gracing-incidence-Effekt empfindlich von der Rauigkeit der Bufferlage abhängt und durch Deposition auf Ta stark verringert wird, bewirkt bei Deposition auf Ta der Anteil der Anisotropie, von der leichten Richtung abweichend (durch die depositionsbedingte Paarordnungsanisotropie), eine starke Reduktion der Anisotropie in der leichten Richtung. Mit der Auslagerung geht diese Anisotropie zurück und die Anisotropie in leichter Richtung steigt an. Dieser Effekt sollte zwar bei der Deposition auf SiO_2 auch vorhanden sein, ist aber aufgrund der größeren Anisotropie im wie hergestellten Zustand hier viel kleiner und kann deshalb durch die Abnahme der Anisotropie infolge der Relaxation der Cluster nicht beobachtet werden.

Für die dünnsten Ta/am(2 nm)/Cu- und Ta/am(2 nm)/Ta-Proben bewirkt die Auslagerung nur eine geringe Zunahme der Anisotropie. Die Curietemperatur ist für diese dünnen Schichten stark reduziert, weshalb die Schichten bei der Auslagerung durch die geringe Anisotropie in der Nähe der Curietemperatur wahrscheinlich keine wohldefinierte Domänenstruktur wie in Abb. 3.10 ausbilden (mit nur Domänen mit der Magnetisierung in leichter Richtung) sondern die lokale Magnetisierung in von der leichten Achse abweichende Richtungen zeigt. Dadurch wird bei der Paarordnung die Vorzugsachse der Magnetisierung lokal unterschiedlich definiert. Durch die makroskopische Mittelung bedeutet dies eine starke Reduzierung des Anisotropiegewinnes in der leichten Richtung.

Die Temperung bei 200°C im transversalen Feld, also senkrecht zur leichten Richtung, induziert eine direktionale Ordnung in den dünnen Schichten, die senkrecht zur ursprünglich leichten Richtung orientiert ist. Bei den dünnen Schichten ist diese so groß, daß die ursprüngliche Anisotropie kompensiert wird und für die Schichten, deren Anisotropie durch den Ta-Buffer im wie hergestellten Zustand schon gering ist, sogar eine Drehung der Anisotropie verursacht. Werden die nach der transversalen Temperung vorliegenden Anisotropien der 10 nm und 30 nm-Schichten miteinander verglichen, so ist die Fähigkeit zur Induzierung der Anisotropie bei der Temperung der dünnen Schichten viel ausgeprägter. Ähnliches wurde auch an NiFe-Schichten beobachtet und dort mit der besseren Beweglichkeit der magnetischen Atome an den durchmischten Grenzflächen diskutiert. Während also bei der Deposition der Schicht die Fähigkeit zur Anisotropieinduzierung durch Ta-Verunreinigungen herabgesetzt wird, sind beim transversalen Tempern der Schichten gerade diese durchmischten Lagen an der Grenzfläche besonders für die Induzierung einer magnetischen Anisotropie fähig.

Kapitel 4

CoFeNiSiB/Cu-Multilagen

Interessant ist die Fragestellung, inwieweit die Rauigkeit an der CoFeNiSiB/Cu-Grenzfläche bei der Deposition die weichmagnetischen Eigenschaften im wie hergestellten Zustand und nach Auslagerung beeinflusst, insbesondere, ob und wie die Kristallisationstemperatur und thermische Stabilität der Schichten durch die Grenzfläche verändert wird. Dazu wurde die Schichtserie Ta(5 nm)[CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(x)]₁₀Ta(5 nm) mit x=1-8 nm hergestellt, wobei die Cu-Dicke durch die Geschwindigkeit des Proben-tellers und damit der Verweildauer unter dem Cu-Target variiert wurde. Ausserdem wurde zur Untersuchung der Abhängigkeit von der magnetischen Lagendicke die Serie Ta(5 nm)[CoFeNiSiB(x)/Cu(8 nm)]₁₀Ta(5 nm) hergestellt mit einer CoFeNiSiB-Dicke x=1-8 nm.

4.1 Ergebnisse

4.1.1 Röntgenuntersuchungen

An den Schichtsystemen wurden im wie hergestellten Zustand Röntgenkleinwinkelmessungen durchgeführt. Diese sind für die Ta(5 nm)/[CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(x)]₁₀Ta(5 nm)-Multilagen mit x=1-8nm in Abb. 4.1 dargestellt. Zusätzlich zur Gesamtschichtdickenmodulation treten infolge der Multilagenstruktur sogenannte Überstrukturpeaks auf, welche in Abb. 4.1 durch Pfeile gekennzeichnet sind. Weiter ist eine breite Modulationsperiode sichtbar, die durch die Ta(5 nm) Buffer- und Deckschicht verursacht ist.

Diese Kleinwinkelspektren wurden an das in Kap. 2.3 beschriebene Reflektivitätsmodell angepaßt und daraus die Einzellagenschichtdicken und die Grenzflächenrauigkeit an der CoFeNiSiB/Cu-Grenzfläche in Abhängigkeit des jeweiligen Schichtaufbaus, also der Cu- und CoFeNiSiB-Dicke, bestimmt. Dabei kann jedoch nicht zwischen einer Grenzflächenrauigkeit auf atomarer Skala, also Interdiffusion, und Abweichungen von einer glatten Grenzfläche mit einer lateralen Dickenmodulation unterschieden werden [148]. Tabelle 4.1 zeigt die dabei erhaltenen Einzellagendicken und die Rauigkeit der CoFeNiSiB/Cu-Grenzfläche. Die Rauigkeit der Ta/CoFeNiSiB-Grenzfläche betrug bei allen Proben 0.6 nm und die Rauigkeit der Ta-Deckschicht 0.3 nm.

Die aus den Kleinwinkelmessungen erhaltenen Einzellagendicken stimmen gut mit

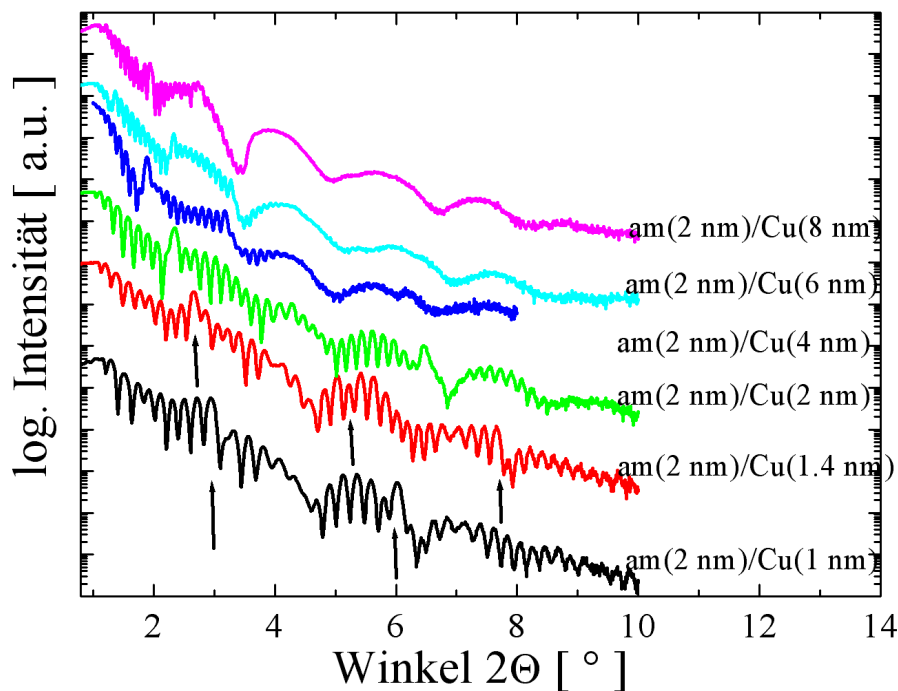


Abbildung 4.1: Röntgenkleinwinkelmessungen bei Raumtemperatur der Ta(5 nm)[CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(x)]₁₀Ta(5 nm)-Serie mit x=1-8 nm im wie hergestellten Zustand.

den nominellen Dicken überein. Bei den Proben mit einer CoFeNiSiB-Dicke von 2 nm nimmt die Rauigkeit der CoFeNiSiB/Cu-Grenzfläche deutlich mit der Cu-Dicke zu von 0.2 nm bei Cu(1 nm) bis auf 0.6 nm bei Cu(8 nm). Für die Multilagen mit CoFeNiSiB(1 nm) zeigt die Rauigkeit kaum eine Abhängigkeit von der Cu-Dicke, sie ist sowohl bei der dünneren(1 nm) als auch dickeren(8 nm) Cu-Dicke annähernd gleich rau mit jeweils 0.4 nm und 0.5 nm.

Die Proben mit konstanter Cu(8 nm)-Dicke zeigen für alle CoFeNiSiB-Dicken eine Rauigkeit von 0.4-0.6 nm.

Zur Untersuchung der Grenzflächenrauigkeit und der Stabilität der Multilagenstruktur mit der Temperatur wurden an den bei 200°C, 300°C und 400°C ausgelagerten Multilagen Kleinwinkelmessungen bei Raumtemperatur durchgeführt. Dabei zeigte sich, daß bis zu einer Auslagerungstemperatur von 300°C die Überstruktur sich nicht verändert gegenüber dem wie hergestellten Zustand und auch die Grenzflächenrauigkeit annähernd konstant bleibt. Mit Auslagerung bei 400°C wird die Überstruktur zerstört. Um die Entwicklung der Multilagenstruktur mit der Auslagerungstemperatur besser untersuchen zu können, wurden zusätzlich an den Ta(5 nm)/[CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(1 nm)]₁₀Ta(5 nm) und Ta(5 nm)/[CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(6 nm)]₁₀Ta(5 nm) Schichten in-situ-Heizmessungen durchgeführt. Dabei wurden die Multilagen im heizbaren Probenhalter der Röntgenanlage jeweils sukzessiv bei 250°, 300°C, 350°C, 400°C und 450°C für

	am- Dicke [nm]	Cu- Dicke [nm]	Rauhigkeit [nm]
Ta(5 nm)/[am(2 nm)/Cu(1 nm)] ₁₀ Ta(5 nm)	2.2	1.0	0.2
Ta(5 nm)/[am(2 nm)/Cu(1.4 nm)] ₁₀ Ta(5 nm)	2.0	1.5	0.2
Ta(5 nm)/[am(2 nm)/Cu(2 nm)] ₁₀ Ta(5 nm)	2.2	2.1	0.25
Ta(5 nm)/[am(2 nm)/Cu(4 nm)] ₁₀ Ta(5 nm)	2.0	4.3	0.4
Ta(5 nm)/[am(2 nm)/Cu(6 nm)] ₁₀ Ta(5 nm)	2.2	6.2	0.6
Ta(5 nm)/[am(2 nm)/Cu(8 nm)] ₁₀ Ta(5 nm)	2.2	8.0	0.6
Ta(5 nm)/[am(1 nm)/Cu(2 nm)] ₁₀ Ta(5 nm)	1.0	2.0	0.4
Ta(5 nm)/[am(1 nm)/Cu(8 nm)] ₁₀ Ta(5 nm)	1.0	8.1	0.5
Ta(5 nm)/[am(4 nm)/Cu(8 nm)] ₁₀ Ta(5 nm)	4.1	8.0	0.5
Ta(5 nm)/[am(6 nm)/Cu(8 nm)] ₁₀ Ta(5 nm)	5.9	8.0	0.4
Ta(5 nm)/[am(8 nm)/Cu(8 nm)] ₁₀ Ta(5 nm)	8.0	8.1	0.5

Tabelle 4.1: Einzellagendicke und Rauigkeit der CoFeNiSiB(am)/Cu-Grenzfläche im wie hergestellten Zustand bestimmt aus den Röntgenkleinwinkelmessungen durch Anpassung an das in Kap. 2.3 beschriebene Modell für die Reflektivität

30 min ausgelagert und anschliessend jeweils bei 100°C die Kleinwinkel- und Weitwinkelspektren gemessen. Abb. 4.2 zeigt die Kleinwinkelspektren zusammen mit dem Fit nach dem Reflektivitätsmodell für (a) die CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(1 nm) und (b) die CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(6 nm)-Multilage.

Für die CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(1 nm)-Multilage sind bis zu 300°C die Überstrukturpeaks gut sichtbar, in Abb. 4.2(a) durch Pfeile gekennzeichnet. Nach Auslagerung bei 350°C verschwinden diese Überstrukturreflexe und es ist nur noch die Intensitätsmodulation durch die Gesamtschichtdicke sichtbar. Im Gegensatz dazu sind bei der CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(6 nm)-Multilage, Abb. 4.2(b), die Überstrukturpeaks bis zur Auslagerungstemperatur von 350°C gut sichtbar und erst die Temperung bei 400°C bewirkt die Zerstörung der Überstruktur, wobei nur noch der erste Überstrukturpeak zu beobachten ist.

Abb. 4.3 zeigt die entsprechenden Weitwinkelmessungen der beiden Multilagen. Bei 100°C ist ein sehr breiter Peak zu beobachten, dessen Maximum zu größeren Winkeln verschoben ist im Vergleich zum Cu(111)(bulk). Mit zunehmender Auslagerungstemperatur nimmt die Intensität dieses Peaks immer weiter zu, wobei sich sein Maximum bis zu 300°(CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(1 nm)) und 350°(CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(6 nm)) zu höheren Winkeln verschiebt. Eine weitere Auslagerung bewirkt jedoch eine Verschiebung des Maximums zurück zu kleinerem Winkel, zusätzlich ist nach Auslagerung bei 450°C ein weiterer Peak bei 45.2°(CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(1 nm)) und 45.4°(CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(6 nm)) zu beobachten, der durch die Kristallisation des CoFeNiSiB verursacht ist.

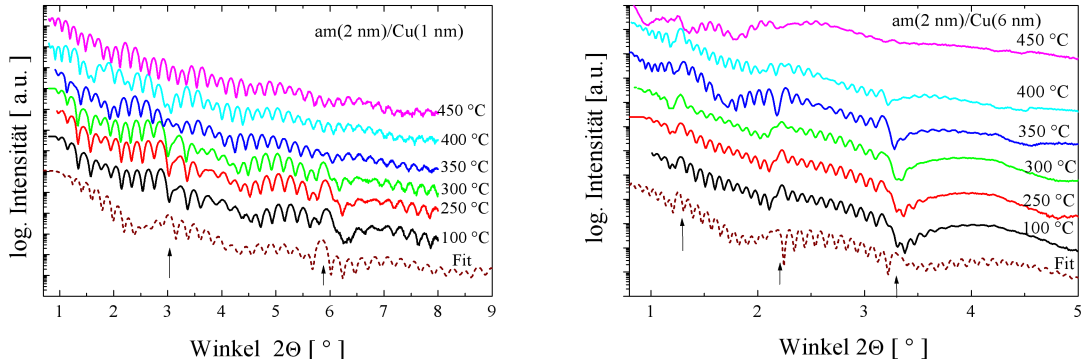


Abbildung 4.2: Röntgenkleinwinkelmessungen jeweils bei 100°C nach sukzessivem Auslagern der Proben für 30 min bei den angegebenen Temperaturen an (a) Ta(5 nm)[CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(1 nm)]₁₀Ta(5 nm), (b) Ta(5 nm)[CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(6 nm)]₁₀Ta(5 nm). Miteingezeichnet ist der Fit nach dem Reflektivitätsmodell. Die Pfeile geben die Positionen der Überstrukturpeaks wider.

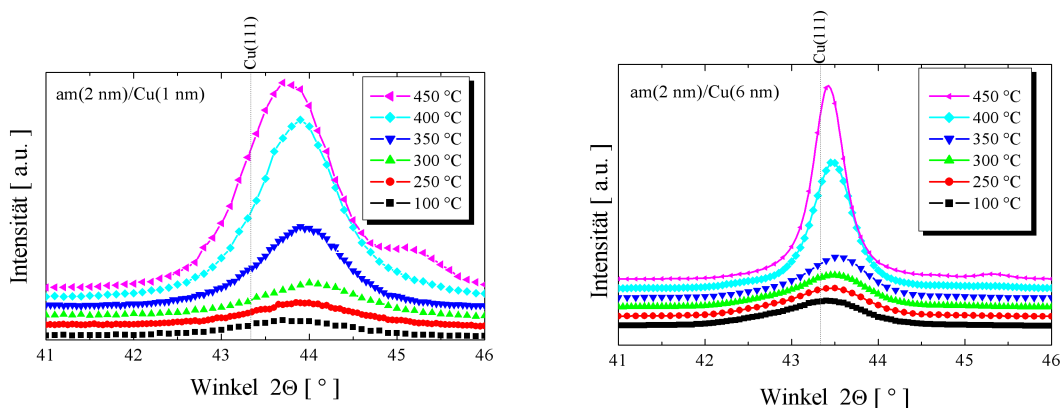


Abbildung 4.3: Röntgenweitwinkelmessung jeweils bei 100°C nach sukzessivem Auslagern der Proben für 30min. bei den angegebenen Temperaturen an (a) Ta(5 nm)[CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(1 nm)]₁₀Ta(5 nm), (b) Ta(5 nm)[CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(6 nm)]₁₀Ta(5 nm). Zum Vergleich ist die Lage des Cu(111)(bulk)-Peaks eingezeichnet.

4.1.2 Magnetische Eigenschaften

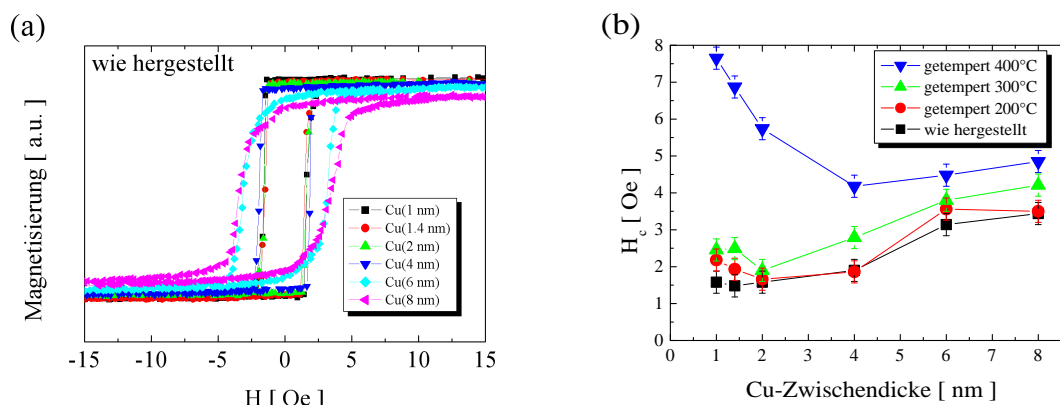


Abbildung 4.4: (a) Hysteresekurven in leichter Richtung der Multilagen Ta(5 nm)[CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(x nm)]₁₀Ta(5 nm) im wie hergestellten Zustand, (b) H_c in Abhängigkeit von der Cu-Zwischendicke im wie hergestellten Zustand und nach Auslagerung für 30 min bei 200°C, 300°C und 400°C

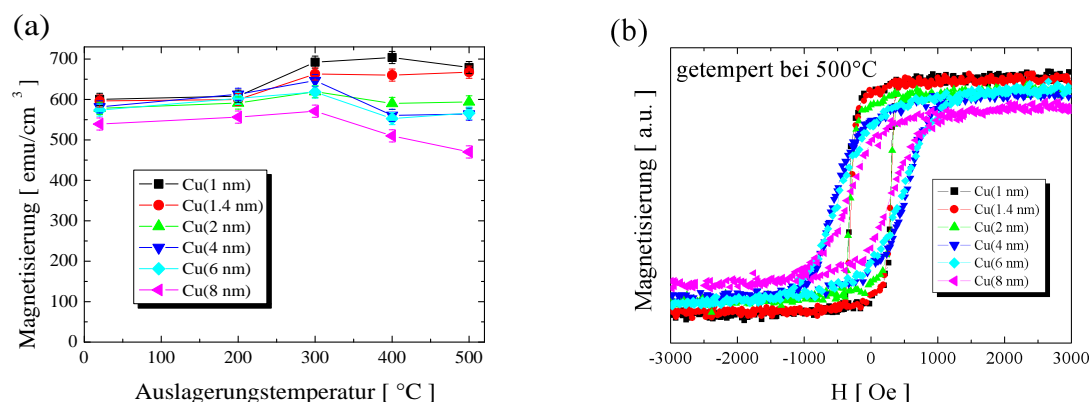


Abbildung 4.5: (a) Magnetisierung in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur für verschiedene Cu-Zwischenlagendicken der Multilagen Ta(5 nm)[CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(x nm)]₁₀Ta(5 nm), (b) Hysteresekurven der Multilagen nach Auslagerung für 30 min bei 500°C

Abb. 4.4(a) zeigt die Hysteresekurven in der leichten Richtung der wie hergestellten Multilagen für die verschiedenen Cu-Zwischenlagendicken. Für kleine Dicken bis zu Cu(4 nm) ist ein rechteckiger Hystereseverlauf erkennbar mit einem H_c von 1.5-2 Oe und grossem Remanenz/Sättigungsmagnetisierungs-Verhältnis, was auf das Vorliegen einer ferromagnetischen Kopplung über die Cu-Schicht hindeutet. Hingegen ist für grössere Cu-Zwischendicken von 6nm und 8nm eine mehr abgerundete Hysterese erkennbar mit verminderter Remanenz, Sättigungsmagnetisierung und leicht vergrössertem H_c. Im Vergleich zur dicken Einfachlage mit einer Sättigungsmagnetisierung von 680 emu/cm³ beträgt hierbei die CoFeNiSiB/Cu-Grenzflächendicke, die magnetisch keinen Beitrag liefert, 0.12 nm für die (CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(1 nm))- und

0.21 nm für die (CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(8 nm))-Multilage.

Nach Auslagerung der Proben bei 200°C, 300°C, 400°C und 500°C wurde jeweils die Hysterese bei Raumtemperatur bestimmt. Abb. 4.4(b) zeigt H_c in Abhängigkeit der Cu-Zwischendicke im wie hergestellten Zustand und nach Temperung bei den jeweiligen Auslagerungstemperaturen. Dabei zeigt sich ein sehr unterschiedliches Verhalten je nach Cu-Dickenbereich: während bis zu einer Auslagerungstemperatur von 300°C das H_c für alle Zwischenlagendicken nur leicht ansteigt, ist bei 400°C für die dünnsten Cu-Zwischenlagen ein signifikanter Anstieg zu beobachten. Dagegen vergrößert sich das H_c der Proben mit den dickeren Cu-Zwischenlagen nur leicht.

Ähnlich zeigt die Magnetisierung mit zunehmender Auslagerungstemperatur, Abb. 4.5(a), abhängig von der Cu-Zwischendicke ein unterschiedliches Verhalten. Sie nimmt bei den Proben mit dünnerer Cu-Zwischenlage mit Temperung leicht zu, während sie bei den Proben mit dickerer Cu-Zwischenlage, die schon im wie hergestellten Zustand eine leicht verringerte Magnetisierung zeigen, oberhalb 300°C noch weiter abnimmt.

Nach Temperung bei 500°C sind die Proben hartmagnetisch mit einer Koerzivität zwischen 300 Oe und 500 Oe, siehe Abb. 4.5(b). Hierbei zeigte sich sowohl für die ursprünglich leichte als auch die ursprünglich schwere Richtung der gleiche Hystereseverlauf, die in-plane Anisotropie verschwindet also vollständig mit Temperung bei 500°C.

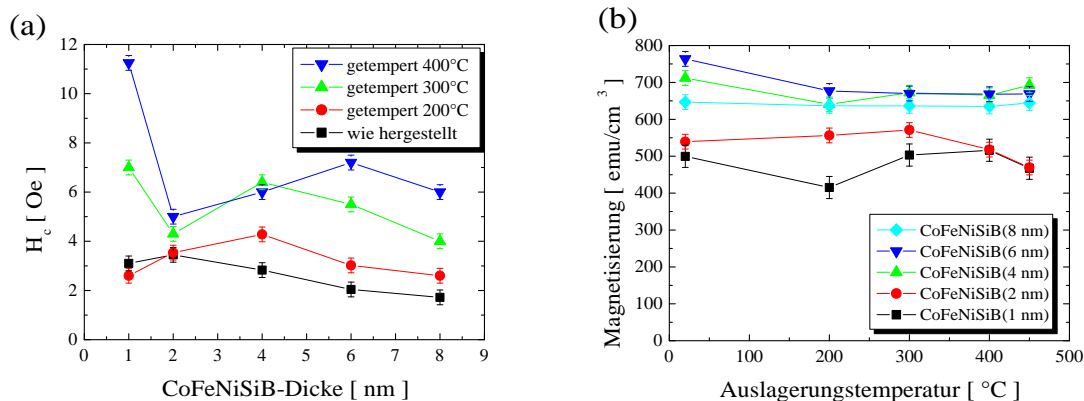


Abbildung 4.6: (a) H_c und (b) Magnetisierung der Multilagenserie Ta(5 nm)[CoFeNiSiB(x)/Cu(2 nm)]₁₀Ta(5 nm) in Abhängigkeit der CoFeNiSiB-Zwischenschichtdicke wie hergestellt und nach Auslagerung

Abb. 4.6(a) zeigt das H_c in leichter Richtung der Ta(5 nm)[CoFeNiSiB(x nm)/Cu(8 nm)]₁₀Ta(5 nm)-Serie im wie hergestellten Zustand und nach Auslagerung bei 200°C, 300°C und 400°C. Das H_c erhöht sich für alle Proben mit zunehmender Auslagerungstemperatur, dabei scheint die CoFeNiSiB(2 nm)-Schicht am thermisch stabilsten zu sein. Eine weitere Auslagerung bei 450°C (nicht eingezeichnet) resultiert in einem starken Verlust der weichmagnetischen Eigenschaften, besonders ausgeprägt für die CoFeNiSiB(1 nm)-Schicht. Die Magnetisierung in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur zeigt Abb. 4.6(b). Sie ist für die dünneren CoFeNiSiB-Zwischenschichten reduziert, die Auslagerung oberhalb 400°C bewirkt eine zusätzliche Verkleinerung des Moments. Bei den dickeren Schichten ist eine Absenkung des

Moments nach Auslagerung bei 200°C zu beobachten, das Moment bleibt dann bis zu 450°C im Rahmen der Messgenauigkeit annähernd konstant.

4.1.3 Thermomagnetische Messungen

Ist die vertikale Ausdehnung einer magnetischen Schicht begrenzt auf wenige nm, so wird eine dickenabhängige Reduzierung der Curietemperatur beobachtet [149]. Für Schichtdicken ≥ 4 Atomlagen kann dies mittels des sogenannten finite-size-scaling Modells beschrieben werden, welches die Anzahl fehlender magnetischer Nachbaratome an der Grenzfläche berücksichtigt [92],

$$\frac{T_c(\infty) - T_c(D)}{T_c(\infty)} = \left(\frac{D}{D_0}\right)^{-\frac{1}{\nu}} \quad (4.1)$$

mit $T_c(\infty)$ als Curietemperatur der unendlich dicken Schicht (Volumenwert), D als Schichtdicke, D_0 der Dicke von 2 Atomlagen und ν als kritischem Exponenten. Untersuchungen an sehr dünnen Co-Lagen mit Cu-Bedeckung zeigen eine noch weitere Absenkung von T_c zusätzlich zum finite-size Effekt, der durch die Hybridisierung zwischen den bindenden d-Zuständen von Co und Cu erklärt wird [150].

Die thermomagnetischen Messungen der Serie Ta(5 nm)[CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(x nm)]₁₀Ta(5 nm) zeigt Abb. 4.7. Zusätzlich ist die Hysteresekurve bei Raumtemperatur jeweils vor und nach dem Temperaturscan dargestellt. Die Proben zeigen abhängig von der Cu-Zwischenlagendicke ein sehr unterschiedliches Verhalten: während die Magnetisierung der Cu(1 nm)-Zwischenschicht-Probe oberhalb 350°C zunimmt infolge der einsetzenden Kristallisation und damit der Übergang ferromagnetisch-paramagnetisch der amorphen Phase nicht beobachtet werden kann, ist dieser bei den Proben mit dickeren Cu-Zwischenschichten sichtbar, weil hier die Kristallisation erst bei höheren Temperaturen einsetzt. Für die Cu(2 nm)-Probe ist $T_c(\text{amorph})=350^\circ\text{C}$, ab 380°C nimmt die Magnetisierung wieder leicht zu, wobei der Magnetisierungsverlauf beim Abkühlen die bis dahin abgelaufene Kristallisation mit einer größeren Curietemperatur verdeutlicht. Die Hysteresekurven nach der Temperung zeigen bei den Cu-Zwischenschichten von 1 nm und 2 nm ein stark angestiegenes H_c .

Das T_c der Cu(4 nm)- und Cu(8 nm)-Multilagen beträgt $\approx 340^\circ\text{C}$, zusätzlich ist eine zweite Phase mit grösserem T_c zu erkennen, deren Beitrag sich mit zunehmender Temperung vergrößert. Beim Abkühlen ist eine Verschiebung des T_c der amorphen Phase zu erkennen, wie sie auch schon beim Heizscan der amorphen Einfachlage zu beobachten war, siehe Abb. 3.8. Die Koerzitivität der Schichten ist nur leicht (Cu(4 nm)) oder fast nicht (Cu(8 nm)) vergrößert gegenüber dem Wert der wie hergestellten Schicht.

Abb. 4.8 zeigt die thermomagnetischen Messungen für die CoFeNiSiB(8 nm)/Cu(8 nm)-, CoFeNiSiB(1 nm)/Cu(8 nm)- und CoFeNiSiB(1 nm)/Cu(2 nm)-Multilagen. Die CoFeNiSiB(1 nm)/Cu(8 nm)-Multilage zeigt entsprechend der geringen CoFeNiSiB-Dicke eine kleine Curietemperatur der amorphen Phase beim Hochheizen, zusätzlich ist analog zur CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(8 nm)-Multilage eine zweite Phase mit höherer Curietemperatur sichtbar, deren Beitrag am Gesamtmoment nun aber

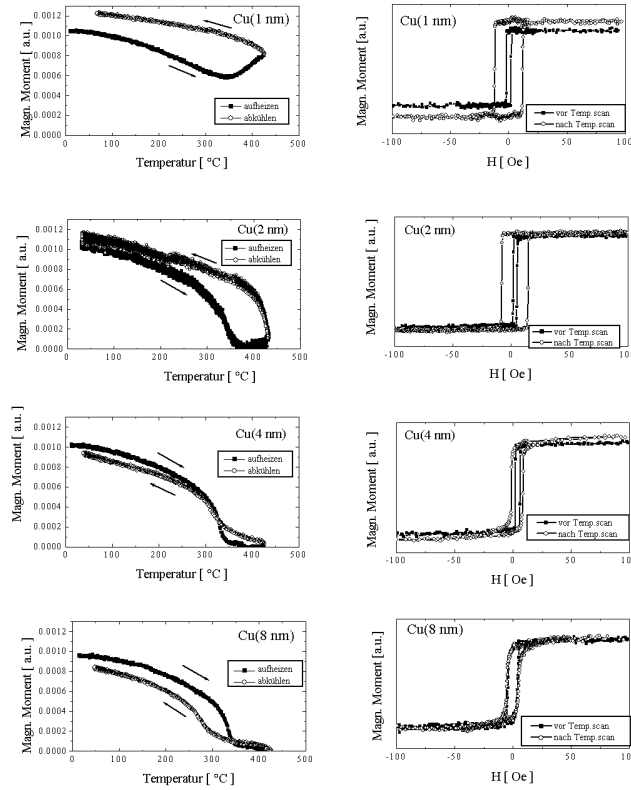


Abbildung 4.7: Thermomagnetische Messungen an der Multilagenserie $\text{Ta}(5 \text{ nm})[\text{CoFeNiSiB}(2 \text{ nm})/\text{Cu}(x \text{ nm})]_{10}\text{Ta}(5 \text{ nm})$ für die Cu-Zwischenschichtdicken 1nm, 2nm, 4nm und 8nm mit jeweiliger Magnetisierungskurve bei Raumtemperatur vor und nach dem Heizscan

vergrößert ist. Oberhalb 300°C steigt das Moment durch die einsetzende Kristallisation. Demgegenüber zeigt die Magnetisierung der $\text{CoFeNiSiB}(1 \text{ nm})/\text{Cu}(2 \text{ nm})$ -Probe einen einphasigen magnetischen Übergang mit $T_c \approx 200^\circ\text{C}$ und einem späteren Anstieg der Magnetisierung oberhalb 390°C durch das Einsetzen der Kristallisation. Demgegenüber zeigt der Heizscan der $\text{CoFeNiSiB}(8 \text{ nm})/\text{Cu}(8 \text{ nm})$ -Multilage aufgrund der größeren Dicke der CoFeNiSiB -Einfachlage und damit höheren Curietemperatur ein Zusammenfallen des ferromagnetischen Phasenübergangs mit der Kristallisation analog zur $\text{CoFeNiSiB}(70 \text{ nm})$ -Einfachlage, siehe Abb. 3.8. Dadurch ist eine eindeutige Zuordnung des Kristallisationsbeginns nicht möglich. Der Vergleich der Hysteresen zeigt, dass sich eine schon im wie hergestellten Zustand sichtbare hartmagnetische Phase nach dem Heizscan noch vergrößert hat und auch insgesamt die Koerzitivität deutlich zugenommen hat.

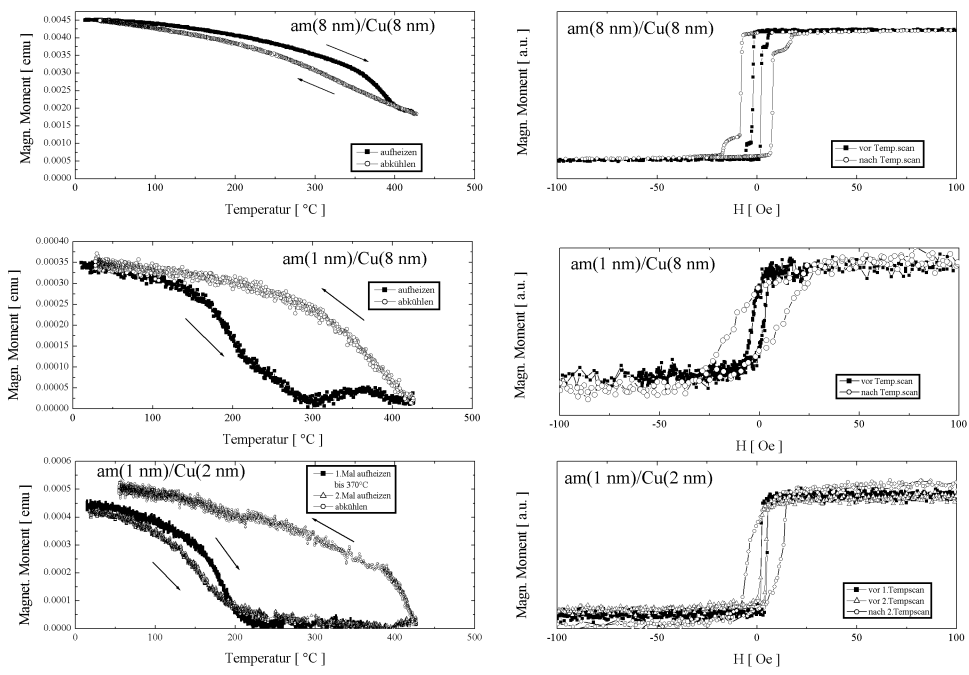


Abbildung 4.8: Thermomagnetische Messungen an den Multilagigen $\text{Ta}(5 \text{ nm})[\text{CoFeNiSiB}(8 \text{ nm})/\text{Cu}(8 \text{ nm})]_{10}\text{Ta}(5 \text{ nm})$, $\text{Ta}(5 \text{ nm})[\text{CoFeNiSiB}(1 \text{ nm})/\text{Cu}(8 \text{ nm})]_{10}\text{Ta}(5 \text{ nm})$ und $\text{Ta}(5 \text{ nm})[\text{CoFeNiSiB}(1 \text{ nm})/\text{Cu}(2 \text{ nm})]_{10}\text{Ta}(5 \text{ nm})$ mit Magnetisierungskurven vor und nach dem jeweiligen Heizscan

4.2 Diskussion

Die Multilagensysteme bieten aufgrund der reduzierten Curietemperatur der dünnen CoFeNiSiB-Lagen gegenüber den dicken Einfachlagen die Möglichkeit, den magnetischen Phasenübergang ferromagnetisch-paramagnetisch und die Kristallisation anhand der thermomagnetischen Messungen besser voneinander unterscheiden zu können. Die untersuchten am(2 nm)/Cu-Multilagen zeigten eine starke Abhängigkeit der Temperaturstabilität von der Cu-Lagendicke. Dabei spielt anscheinend die Durchmischung an der am/Cu-Grenzfläche die entscheidende Rolle. Sowohl die Grenzflächenrauigkeiten aus den Röntgenkleinwinkelmessungen als auch die Größe der durchmischten Grenzfläche aus den Messungen des magnetischen Momentes, also die magnetisch tote Lagendicke, geben die gleiche Tendenz wieder: eine größere Durchmischung mit zunehmender Cu-Schichtdicke. Ursache für diese stärkere Durchmischung könnte eine längere Verweildauer der Schicht unterhalb des Cu-Targets sein, welche sowohl eine höhere Depositionsrate als auch eine höhere Substrattemperatur impliziert. Dies fördert wiederum die Interdiffusion der beiden Schichten, vor allem die der beiden über den ganzen Phasenbereich miteinander mischbaren Komponenten Ni und Cu.

Desweiteren korreliert die vertikale Korngröße der Cu-Schicht mit der Cu-Dicke und es liegt nahe, dasselbe auch für die laterale Korngröße anzunehmen. Dadurch und durch die stärkere Durchmischung an der Grenzfläche kommt es zu einer größeren Behinderung der Domänenwandbewegung bei der Ummagnetisierung und einem kleineren M_r/M_s -Verhältnis. Dies ist auch mit dadurch verursacht, daß mit zunehmender Cu-Dicke die magnetischen Lagen eine weniger starke magnetische Kopplung aufeinander ausüben durch Orange-Peel-Kopplung oder durch Domänenwandkopplung.

An den Schichten konnte keine mit der Cu-Schichtdicke oszillierende antiferromagnetische Kopplung beobachtet werden, weder für die hier vorgestellten Multilagensysteme noch für mit einem Cu-Keil hergestellte und mittels Kerreffekt untersuchte Sandwichproben Ta(5 nm)/CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(0-3nm)/CoFeNiSiB(2 nm)/Ta(5 nm)(nicht gezeigt). Die Ursache hierfür liegt wahrscheinlich zum einen daran, dass die Cu-Schicht nur stark gestört auf der amorphen CoFeNiSiB-Lage aufwachsen kann und insbesondere die (111)-Orientierung von Cu im Vergleich zu Co/Cu/Co-Multilagen zu schwach ist, um eine derartige antiferromagnetische Kopplung ausbilden zu können. Darüber hinaus verringert die Durchmischung an der CoFeNiSiB/Cu-Grenzfläche die spinabhängige Reflexion der stehenden Elektronenwellen, weshalb der Unterschied in der Energie zwischen einer ferromagnetischen und einer antiferromagnetischen Konfiguration der Magnetisierungen verschwindet.

Die thermomagnetischen Messungen zeigen deutlich eine größere Stabilität gegen die Kristallisation der Proben mit größerer Cu-Dicke. Dabei wirkt anscheinend die durchmischte Grenzfläche mit Cu-Verunreinigungen in der amorphen Matrix stabilisierend als eine Art zweite Phase. Während der Temperung vergrößert sich diese Grenzflächenschicht leicht, was sich in einem kleineren magnetischen Moment mit zunehmender Auslagerungstemperatur spiegelt.

Fehlt diese stabilisierende Wirkung der Grenzschicht wie in den Proben mit dünnerer Cu-Dicke, so kristallisiert nach Beginn der Kristallisation die ganze amorphe Lage.

In den Weitwinkelmessungen zeigt sich eine Verkleinerung des Cu-Gitterparameters in vertikaler Richtung mit Auslagerung bis zu 300°C (CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(1 nm)) und

350°C (CoFeNiSiB(2 nm)/Cu(6 nm)), aber eine Vergrößerung bei weiterer Auslagerung. Da der Grenzflächenanteil bei den Schichten recht hoch ist, kann angenommen werden, daß die anfängliche Verkleinerung des Gitterparameters auf strukturelle Prozesse an der Grenzfläche zurückgehen, bei denen zwar die Rauigkeit gleichbleibt (siehe Röntgenkleinwinkelmessungen), die aber die Abstände der Atome an der Grenzfläche zueinander und damit die Mikrostruktur beeinflussen. Die anschließende Kristallisation geht einher mit einem Aufbrechen der Lagen und der Rekristallisation der Cu-Lagen, wobei deren Defekte ausgeheilt werden und die danach eine stärkere (111)-Texturierung zeigen. Vermutlich wirken dabei die bei der Kristallisation auftretenden Spannungen als treibende Kraft für das Aufbrechen des Multilagensystems.

Gut sichtbar ist auch das zweiphasige Verhalten der am(1 nm)/Cu(8 nm)-Multilage aus der thermomagnetischen Messung mit zwei unterschiedlichen T_c der amorphen Phase. Die Kristallisation findet hier jedoch schon bei 300°C statt, also bei viel kleinerer Temperatur im Vergleich zur glatteren am(1 nm)/Cu(2 nm) bei 400°C. Dies kann dadurch erklärt werden, dass die amorphe Lage hier zu dünn ist, als dass die von der Grenzfläche her einsetzende Kristallisation gestoppt werden kann. Im Gegenteil: die ganze Lage ist von Cu-Verunreinigungen durchsetzt und es bleibt keine nichtverunreinigte Mittelschicht übrig.

Kapitel 5

CoFeNiSiB/Cu/Co-Spinventile

5.1 Magnetowiderstand

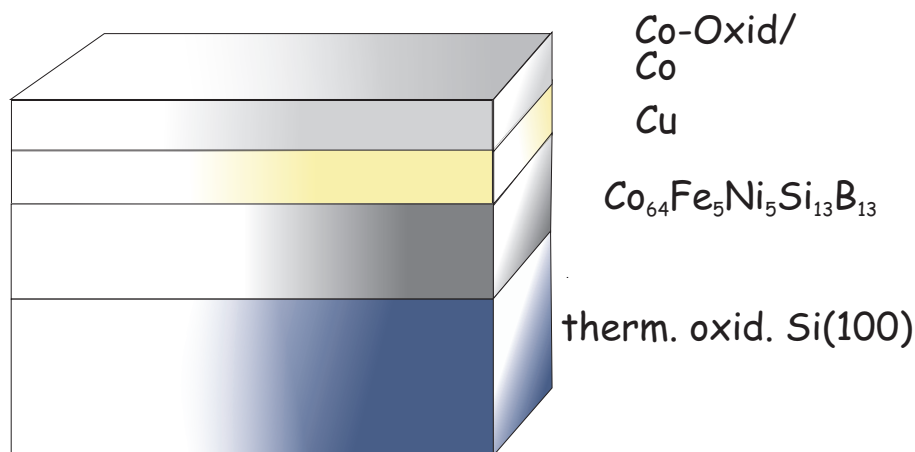


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau des Spin-Valve-Systems CoFeNiSiB/Cu/Co/Co-Oxid

Den schematischen Aufbau der auf thermisch oxidiertem Si(100) gesputterten Spin-Ventile CoFeNiSiB/Cu/Co/Co-Oxid zeigt Abb. 5.1. Nach der Deposition der weichmagnetischen CoFeNiSiB-Schicht als Detektionsschicht wird eine dünne (2-8 nm) Cu-Zwischenschicht aufgesputtert.

Anschließend wird als hartmagnetische Elektrode eine Co(2 nm)-Schicht abgeschieden ohne weitere Schutzschicht. Aus vorangehenden Untersuchungen an Co-Einfachlagen [112], die mit derselben Sputteranlage hergestellt wurden, wurde mittels Auger-Tiefenprofiluntersuchung die Bildung einer dünnen Kobaltoxid-Schicht an der Oberfläche beobachtet.

Durch das Eindiffundieren des Sauerstoffs entlang der Korngrenzen kommt es zur

Schwächung der Austauschkopplung zwischen den Körnern, was wiederum die Mittelung über die zufällig gerichteten Anisotropiefelder der verschiedenen Körner verringert und zu einem Ummagnetisierungsprozeß über eine Ripple-Domänenstruktur führt mit einem vergrößerten H_c und einem kleineren M_r/M_s -Verhältnis im Vergleich zu einer Co-Lage ohne Oxidschicht [156]. Tatsächlich konnte an unseren Co-Einfachlagen mittels Kerrmikroskopie eine derartige Ripplestruktur beobachtet werden [112], gleichzeitig zeigten die dünnen Co-Schichten ein H_c von ≈ 70 Oe für Co(8.5 nm). Eine dünne Schicht Co mit natürlichem Oxid als hartmagnetische Lage sollte also ein genügend großes Feldfenster zur Untersuchung der magnetoresistiven Eigenschaften der weichmagnetischen amorphen CoFeNiSiB-Lagen bieten.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit des Magnetowiderstandes von der Cu-Zwischenlagendicke wurde eine Serie CoFeNiSiB(6 nm)/Cu(x)/Co(2 nm) mit $x=2-8$ nm hergestellt und anschließend der Widerstand in Abhängigkeit vom Magnetfeld gemessen. Dabei wurde das Magnetfeld in Schichtebene und in leichter Richtung der CoFeNiSiB-Lage angelegt und jeweils eine Messung mit dem Strom parallel und senkrecht zum Feld durchgeführt, um dadurch über einen etwaig auftretenden anisotropen Magnetowiderstandseffekt mitteln zu können, $GMR=(MW(I||H)+MW(I\perp H))/2$. Um den Einfluß einer Temperung der Schichten auf den Magnetowiderstand zu untersuchen, insbesondere durch eine sich eventuell mit der Auslagerung verbessernde Grenzfläche CoFeNiSiB/Cu, wurden die Proben in Vakuum für jeweils 30 Minuten bei 200°C, 250°C und 300°C ausgelagert und anschließend bei Raumtemperatur der Widerstand in Abhängigkeit vom Feld gemessen. Abb. 5.2 zeigt für die CoFeNiSiB(6 nm)/Cu(2 nm)/Co(2 nm)-Schicht den Magnetowiderstandsverlauf mit dem Feld wie hergestellt und nach Auslagerung, wobei auf den Widerstand $\rho(H_{max})$ normiert wurde. Im wie hergestellten Zustand bleibt der Widerstand ausgehend von positivem Magnetfeld bei abnehmendem Feld annähernd gleich, bis bei einem kleinen negativen Feldwert von -16 Oe der Widerstand sprunghaft ansteigt, was dem Schalten der Magnetisierung der CoFeNiSiB-Schicht entspricht. Bei weiterer Vergrößerung zu negativen Feldern bleibt der Widerstand auf diesem Plateau und geht erst ab einem größeren negativen Feld von ≈ 55 Oe, was dem Ummagnetisieren der Co-CoO_x-Lage entspricht, wieder auf das niedrige Niveau zurück.

Nach Auslagerung bei 250°C nimmt der Magnetowiderstand zu bis auf 1.7%. Die weichmagnetische Schicht schaltet bei einem etwas kleineren Feld, gleichzeitig verläuft die Widerstandsabnahme durch die Ummagnetisierung der hartmagnetischen Schicht bei einem größeren Feld und in einem größeren Feldbereich.

Nach Auslagerung bei 300°C wird eine Abnahme des maximalen Magnetowiderstands beobachtet, die durch eine deutliche Schwächung der hartmagnetischen Eigenschaften der Co-CoO_x-Lage verursacht wird, wodurch die antiparallele Ausrichtung der beiden magnetischen Lagen erschwert wird.

Die Abhängigkeit des Magnetowiderstands von der Auslagerungstemperatur für die Serie CoFeNiSiB(6 nm)/Cu(x)/Co(2 nm) zeigt Abb. 5.3. Mit zunehmender Cu-Schichtdicke sinkt der Wert aufgrund des zunehmenden Anteils von Elektronen, die keine spinabhängige Streuung an den Grenzflächen und in den magnetischen Schichten erfahren und abhängig von der Cu-Dicke einen spinunabhängigen Kurzschlußstrom verursachen (sogenannter shunting-Effekt). Der Magnetowiderstand ist für alle Proben

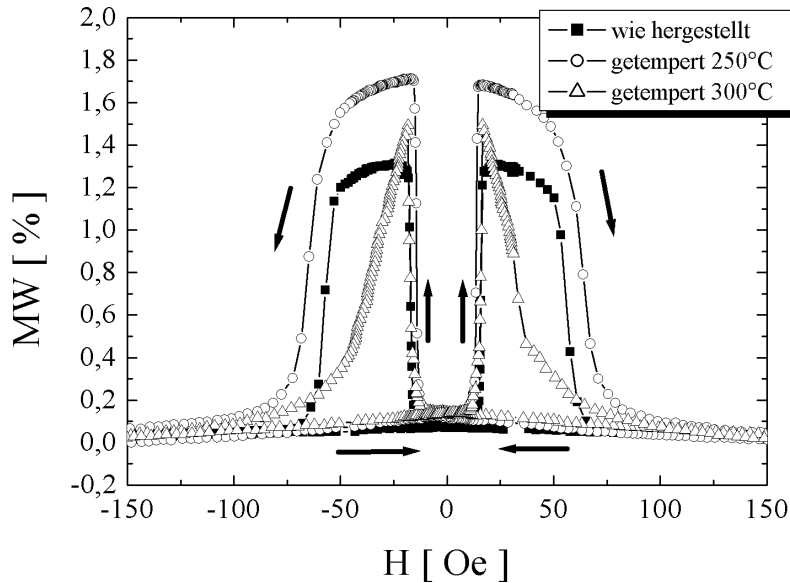


Abbildung 5.2: Magnetowiderstand in Abhängigkeit vom Feld für CoFeNiSiB(6 nm)/Cu(2 nm)/Co(2 nm) im wie hergestellten Zustand und nach Auslagerung bei 250°C und 300°C.

nach Auslagerung bei 250°C deutlich vergrößert gegenüber dem wie hergestellten Zustand, nimmt aber bei 300°C wieder ab infolge des Verlusts der hartmagnetischen Eigenschaften der Co-CoO_x-Lage.

Der Gesamtwiderstand der Schichten nimmt mit Auslagerung für die dünnste Cu(2 nm)-Schicht leicht zu und für die Schichten mit größerer Cu-Dicke leicht ab, die Änderung des Gesamtwiderstands ist aber zu klein, als daß dadurch der starke Anstieg im Magnetowiderstand nach der Auslagerung erklärt werden könnte.

Bei Verringerung der CoFeNiSiB-Dicke auf 4 nm und 2 nm konnte kein Magnetowiderstand mehr an CoFeNiSiB(x)/Cu(2 nm)/Co(2 nm) beobachtet werden.

5.1.1 Spin-Ventile auf Ta-Bufferlage

Durch Deposition der dünnen CoFeNiSiB-Einfachlagen auf einer Ta-Bufferlage, siehe Kap. 3, konnten deren weichmagnetische Eigenschaften verbessert werden. Deshalb wurde zum Vergleich eine Serie Ta(5 nm)/CoFeNiSiB(x nm)/Cu(2 nm)/Co(2 nm) mit x=2-6 nm hergestellt, um so den Magnetowiderstand mit sehr dünnen CoFeNiSiB-Lagen zu bestimmen. Den Magnetowiderstand der Serie im wie hergestellten Zustand und nach Auslagerung bei 200°C, 250°C und 300°C zeigt Abb. 5.4(a). Im wie hergestellten Zustand kann erst ab einer CoFeNiSiB-Dicke von 4 nm ein Magnetowiderstand von 1.1% beobachtet werden. Dieser steigt mit Auslagerung deutlich an, gleichzeitig zeigt die CoFeNiSiB(3 nm)-Probe nach der Auslagerung einen Magnetowiderstand. Um zu klären, ob diese Erhöhung durch einen kleineren Gesamtwiderstand nach der Auslagerung verursacht wird, zeigt Abb. 5.4(b) den entsprechenden Widerstand bei gesättigter Probe in Abhängigkeit der CoFeNiSiB-Dicke. Der Widerstand nimmt zwar

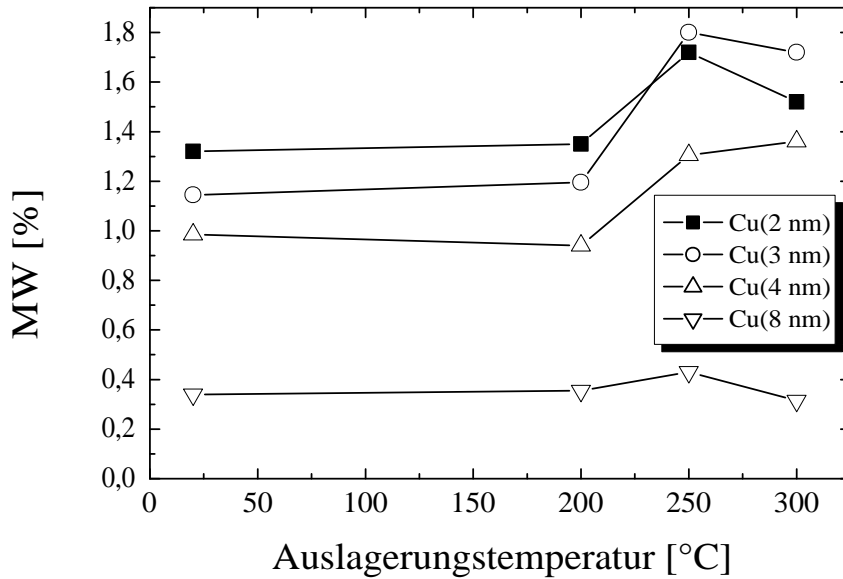


Abbildung 5.3: Magnetowiderstand in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur für die Serie CoFeNiSiB(6 nm)/Cu(x)/Co(2 nm)

mit Auslagerung leicht ab, kann aber den großen Anstieg im Magnetowiderstand nicht erklären. Den Verlauf des Magnetowiderstands mit dem Feld im wie hergestellten Zustand und nach Auslagerung bei 250°C zeigen Abb. 5.5(a),(b). Der Magnetowiderstand für die wie hergestellte Probe zeigt eine Empfindlichkeit von $\approx 0.1\%/Oe$ beim Schalten der weichmagnetischen Lage, die nach Auslagerung deutlich zunimmt auf $\approx 0.6\%/Oe$. Ausserdem ist das Plateau, in dem beide magnetischen Lagen zueinander antiparallel ausgerichtet sind, nach dem Auslagern deutlich größer geworden, während das Schaltfeld der weichmagnetischen Lage annähernd gleichbleibt bei $\approx 10-12 Oe$.

5.1.2 Interfacial Dusting

Durch das Einfügen einer dünnen Co-Lage an der CoFeNiSiB/Cu-Grenzfläche sollten einerseits die weichmagnetischen Eigenschaften der CoFeNiSiB-Lage erhalten bleiben, andererseits wird jedoch durch die größere Spinasymmetrie der Co/Cu-Grenzfläche im Vergleich zur CoFeNiSiB/Cu-Grenzfläche ein höherer Magnetowiderstand erwartet. Ausserdem sind Co und Cu unmisierbar und sollten deshalb eine schärfere Grenzfläche bilden. Den Magnetowiderstand der CoFeNiSiB/Co(0.5 nm)/Cu(2 nm)/Co(2 nm)-Serie in Abhängigkeit der Dicke der weichmagnetischen Lage zeigt Abb. 5.6(a) im wie hergestellten Zustand und nach Auslagerung bei 250°C. Mitaufgetragen ist der Magnetowiderstand der entsprechenden CoFeNiSiB/Cu(2 nm)/Co(2 nm)-Serie. Ab einer Gesamtdicke der weichmagnetischen Lage von 4 nm wird ein Magnetowiderstand beobachtet, der deutlich größer ist als ohne Interfacial dusting und dessen Wert von 5.5% bei 4 nm mit zunehmender CoFeNiSiB-Dicke wieder abfällt. Eine Auslagerung bei

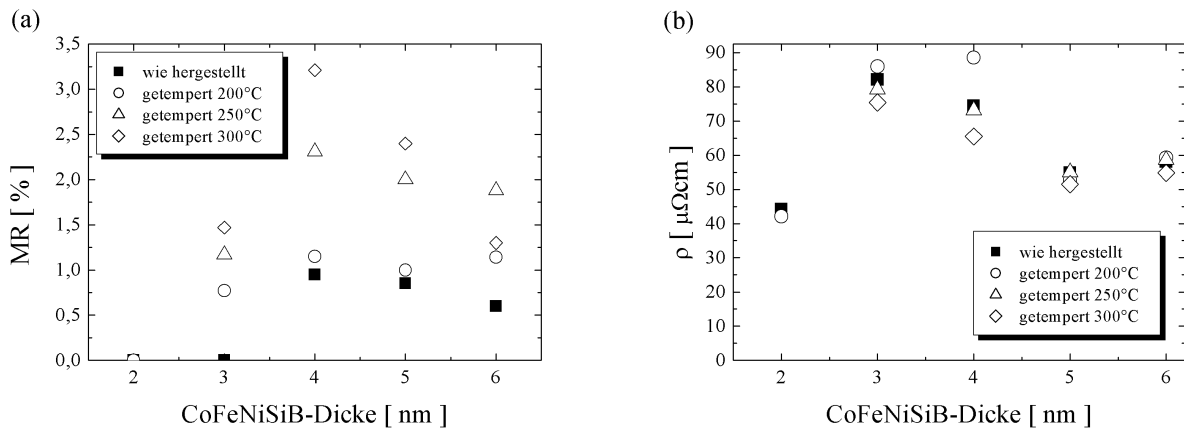


Abbildung 5.4: (a) Magnetowiderstand und (b) Gesamtwiderstand in Abhängigkeit der CoFeNiSiB-Dicke im wie hergestellten Zustand und nach Auslagerung für 30 min. bei 200°C, 250°C und 300°C.

250°C hat **keinen** ausgeprägten Einfluß auf die Größe des Magnetowiderstands, der Widerstand selbst (nicht gezeigt) beträgt für alle Proben $\approx 41 \pm 3 \mu\Omega\text{cm}$ und bleibt mit Auslagerung annähernd gleich. Der Vergleich der Magnetowiderstandskurven für CoFeNiSiB(5.5 nm)/Co(0.5 nm)/Cu(2 nm)/Co(2 nm) im wie hergestellten Zustand und nach Auslagerung, Abb. 5.6(b), zeigt eine Verbreiterung des antiparallelen Plateaus nach der Auslagerung. Das Schaltfeld der weichmagnetischen Schicht ist gegenüber der entsprechenden Serie ohne Dusting erhöht auf 18-20 Oe und verändert sich nicht mit Auslagerung. Die Empfindlichkeit beim Schalten der weichmagnetischen Schicht beträgt 1.5%/Oe.

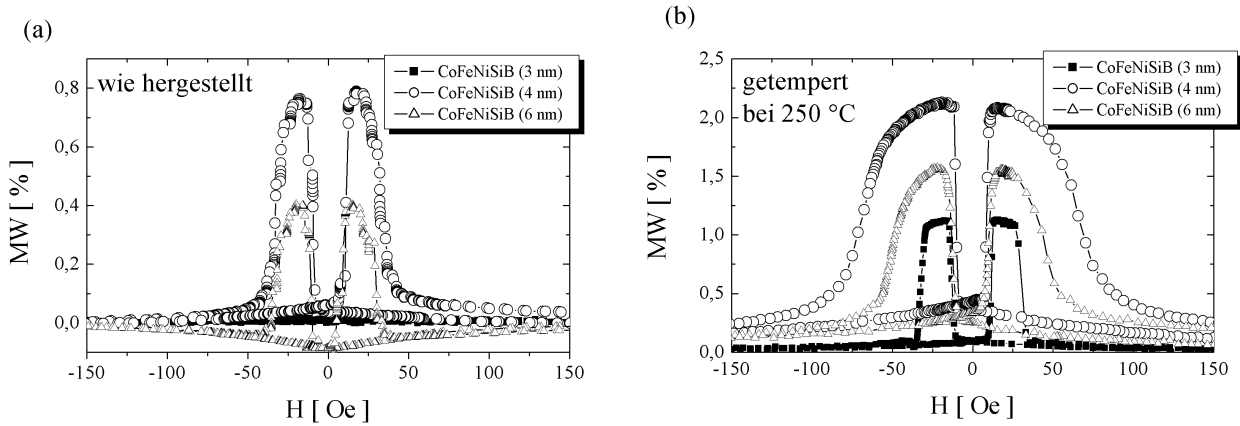


Abbildung 5.5: Magnetowiderstandsverlauf in Abhängigkeit vom Magnetfeld für Ta(5 nm)/CoFeNiSiB(x)/Cu(2 nm)/Co(2 nm) mit $x=3,4,6$ nm (a) wie hergestellt, (b) nach Auslagerung für 30min. bei 250°C. Gemessen wurde jeweils mit Magnetfeld in der Schichtebene und mit Strom parallel zum Feld.

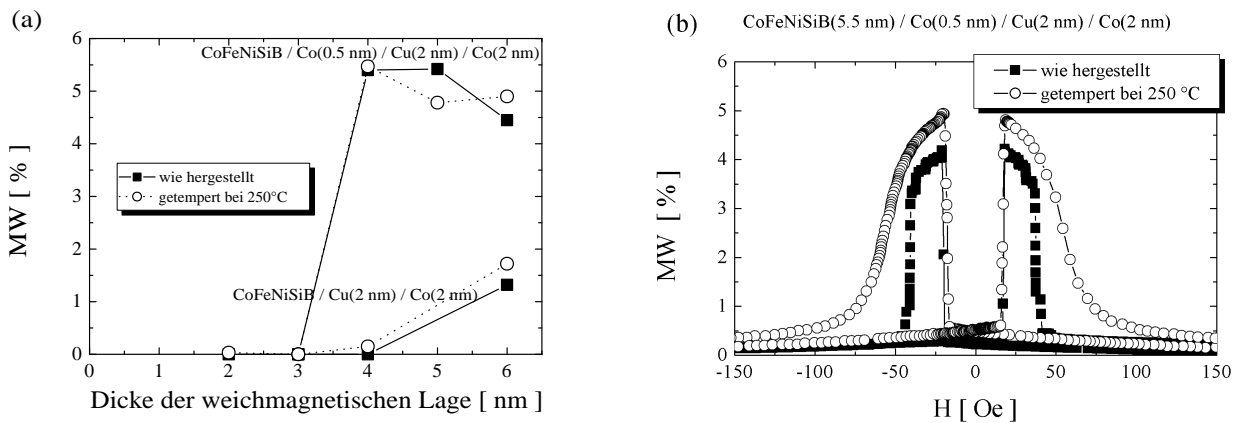


Abbildung 5.6: (a) Magnetowiderstand in Abhängigkeit der Gesamtdicke der weichmagnetischen Lage wie hergestellt und nach Auslagerung bei 250°C für die Schichtserie CoFeNiSiB/Co(0.5 nm)/Cu(2 nm)/Co(2 nm). Zum Vergleich ist der Magnetowiderstand der CoFeNiSiB/Cu(2 nm)/Co(2 nm)-Serie eingezeichnet. (b) Magnetowiderstand in Abhängigkeit vom Feld für CoFeNiSiB(5.5 nm)/Co(0.5 nm)/Cu(2 nm)/Co(2 nm) wie hergestellt und nach Auslagerung

5.2 Magnetische Kopplung

In Kap. 1.6 wurde erörtert, inwiefern eine magnetische Kopplung über eine nichtmagnetische Schicht das Schaltverhalten der weichmagnetischen Schicht beeinträchtigt; dabei bewirkt das zusätzliche Kopplungsfeld eine Verschiebung des Minorloops.

Untersuchungen an Permalloy- oder Co-basierten Spin-Ventil-Systemen zeigen, daß eine Cu-Dicke von 2 nm genügend dick ist, um die Bildung von pin-holes zu unterdrücken, die eine direkte Kopplung der Schichten verursachen könnten.

Bei diesen Spinventilen mit kristallinen weichmagnetischen Schichten wird die beobachtete Kopplung oft auf den Orange-Peel-Effekt, siehe Kap. 1.6, zurückgeführt, wobei λ und h durch die mittlere Korngröße und Rauigkeit der Grenzfläche der unteren Elektroden gegeben sind. Da Cu mit 1825 mJ/m^2 eine deutlich kleinere freie Oberflächenenergie als Co mit 2550 mJ/m^2 besitzt [143], wächst Cu lagenförmig auf und verursacht dadurch eine Korrelation zwischen unterer und oberer Elektrode [151] [79]. Die Oberflächenstruktur von amorphen Schichten wird nicht durch Körner bestimmt, sondern durch eine hügelartige Struktur, die beim Wachstumsprozess durch das Zusammenwirken von Adatomdiffusion und lokaler Aufrauung entsteht [152] [153].

Im folgenden soll geklärt werden, ob und wie sich die bei unseren Schichten zu beobachtende Kopplung, siehe unten, auf diesen Orange-Peel-Kopplungseffekt zurückführen läßt.

5.2.1 STM-Untersuchungen

Da die Topographie der Grenzfläche zwischen der unteren ferromagnetischen Lage und der nichtmagnetischen Zwischenlage grundlegend ist für die Stärke der Orange-Peel-Kopplung zwischen den ferromagnetischen Lagen, wurde mit dem STM die Oberfläche von dünnen CoFeNiSiB-Einfachlagen untersucht. Abb. 5.7 zeigt die Oberflächentopographie von CoFeNiSiB(2 nm), CoFeNiSiB(4 nm), CoFeNiSiB(6 nm), CoFeNiSiB(10 nm) und Ta(5 nm)/CoFeNiSiB(4 nm) Schichten. Deutlich ist bei allen Proben eine hügelartige Struktur erkennbar, wobei der laterale Hügel-Hügel-Abstand und damit die Korrelationslänge λ bei der direkten Deposition auf SiO_2 zu kleineren Schichtdicken abnimmt.

Die Korrelationslänge λ und die RMS-Rauigkeit, die aus den STM-Messungen bestimmt wurden, sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Die RMS-Rauigkeit war dabei mit 0.8nm am größten für die dünnste Schicht CoFeNiSiB(2 nm) und bewegte sich für alle anderen dickeren Schichten zwischen 0.3-0.5nm.

Die Korrelationslänge der mittleren Hügelabstände bei der Deposition auf Ta(5 nm) beträgt schon bei einer dünnen CoFeNiSiB(4 nm)-Lage 10nm.

	λ [nm]	RMS[nm]
CoFeNiSiB(2 nm)	4.5	0.8
CoFeNiSiB(4 nm)	7	0.4
CoFeNiSiB(6 nm)	10	0.35
CoFeNiSiB(10 nm)	8.5	0.4
Ta(5 nm)/CoFeNiSiB(4 nm)	10	0.4-0.5

Tabelle 5.1: Aus den STM-Aufnahmen von Abb. 5.7 bestimmter mittlerer Hugel-Hugel-Abstand λ und RMS-Rauigkeit

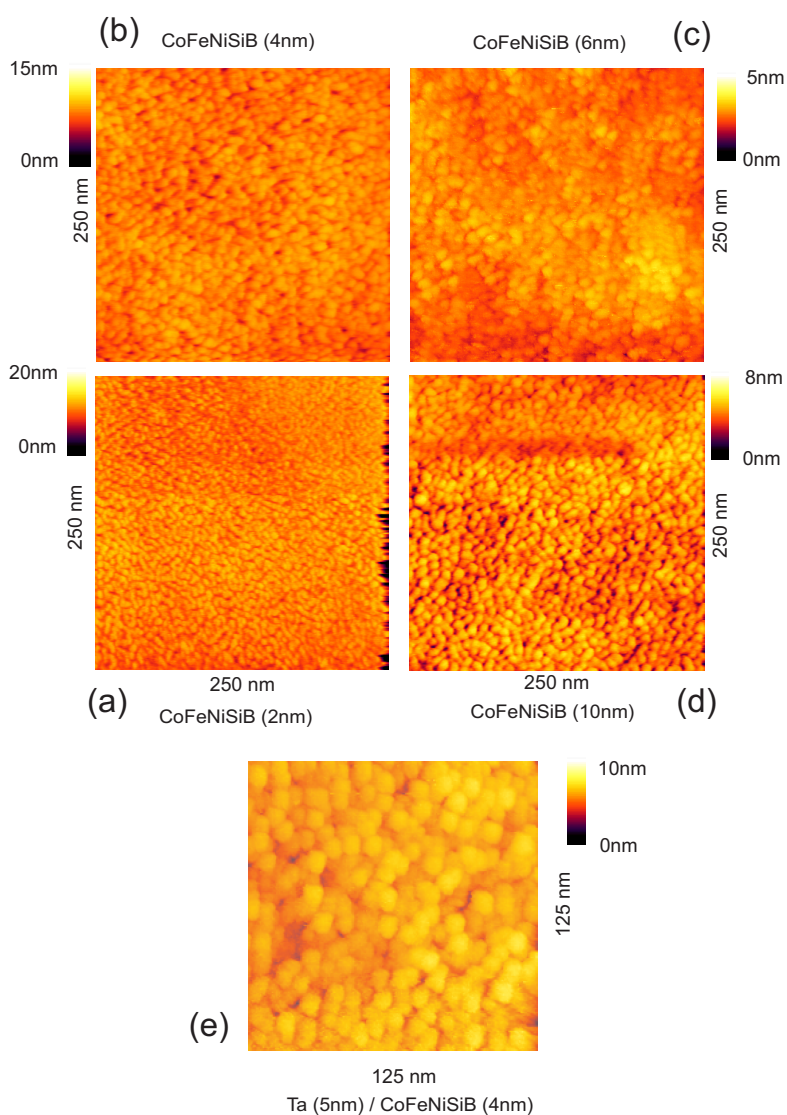


Abbildung 5.7: STM-Aufnahmen von (a)CoFeNiSiB(2 nm), (b)CoFeNiSiB(4 nm), (c)CoFeNiSiB(6 nm), (d)CoFeNiSiB(10 nm) und (e)Ta(5 nm)/CoFeNiSiB(4 nm)

5.2.2 Magnetische Eigenschaften

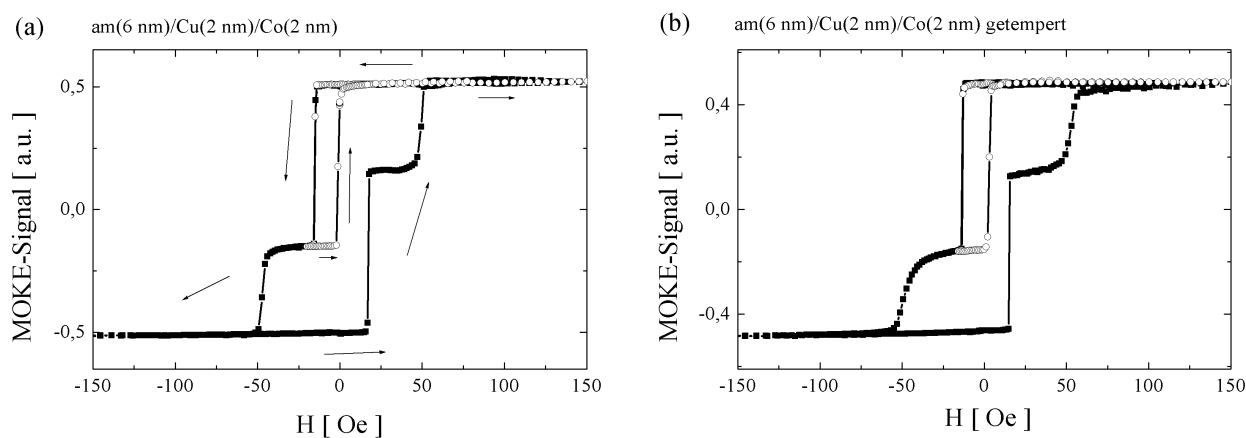


Abbildung 5.8: MOKE-Signal bei Raumtemperatur in Abhängigkeit vom Magnetfeld, jeweils Major- und Minorloop für CoFeNiSiB(6 nm)/Cu(2 nm)/Co(2 nm) (a) im wie hergestellten Zustand und (b) nach Auslagerung bei 250°C

Abb. 5.8(a) zeigt das MOKE-Signal des Spin-Valve-Systems CoFeNiSiB(6 nm)/Cu(2 nm)/Co(2 nm) in Abhängigkeit vom Magnetfeld für die komplette Hysterese und den Minorloop. Deutlich ist eine Verschiebung des Minorloops um -9 Oe und damit das Vorliegen einer ferromagnetischen Kopplung auf die amorphe Schicht zu erkennen, mit einem H_c von 8 Oe der amorphen und einem H_c von ≈ 50 Oe der Co-Schicht.

Abb. 5.8(b) zeigt die entsprechende MOKE-Kurve nach Auslagerung der Schicht bei 250°C . Im Vergleich zur wie hergestellten Probe hat die Verschiebung des Minorloop auf -6 Oe abgenommen, während Co ein weniger abruptes und eher abgerundetes Ummagnetisierungsverhalten zeigt.

Da für große Zwischenschichtdicken eine geringere Kopplung zwischen den Schichten erwartet wird, zeigt Abb. 5.9 zum Vergleich die entsprechenden Magnetisierungskurven für die CoFeNiSiB(6 nm)/Cu(8 nm)/Co(2 nm)-Schicht. Hier ist weder im wie hergestellten Zustand noch nach Auslagerung eine Verschiebung der Minorloop vorhanden, gleichzeitig schaltet die Co-Schicht bei höheren Feldern als das CoFeNiSiB(6 nm)/Cu(2 nm)/Co(2 nm)-System. Nach Temperung bei 250°C nimmt das Schaltfeld von Co von ≈ 85 Oe auf ≈ 70 Oe ab, ausserdem ist in der Magnetisierungskurve eine Reduktion des entsprechenden Co-Momentes sichtbar. Eine Reduzierung der Co-Magnetisierung bei dünnen Co-Schichten nach Auslagerung wurde ebenfalls in der Dissertation von B. Pfeifer beobachtet und durch die Bildung einer dickeren paramagnetischen Cobalttoxidschicht erklärt, wobei ein Eindiffundieren von Sauerstoff entlang der Korngrenzen den Effekt verstärken kann [112].

Diese Verringerung des Momentes nach der Temperung entspricht bei allen Proben einer Co-Dickenreduktion von umgerechnet etwa 1.1 nm auf 0.8 nm. Dies bedeutet im Orange-Peel-Kopplungsmodell hauptsächlich eine Vergrößerung des antiferromagnetischen Kopplungsbeitrags durch die Kopplung der am-Cu-Grenzfläche mit der äußeren Co-Grenzfläche, siehe Abb. 1.13.

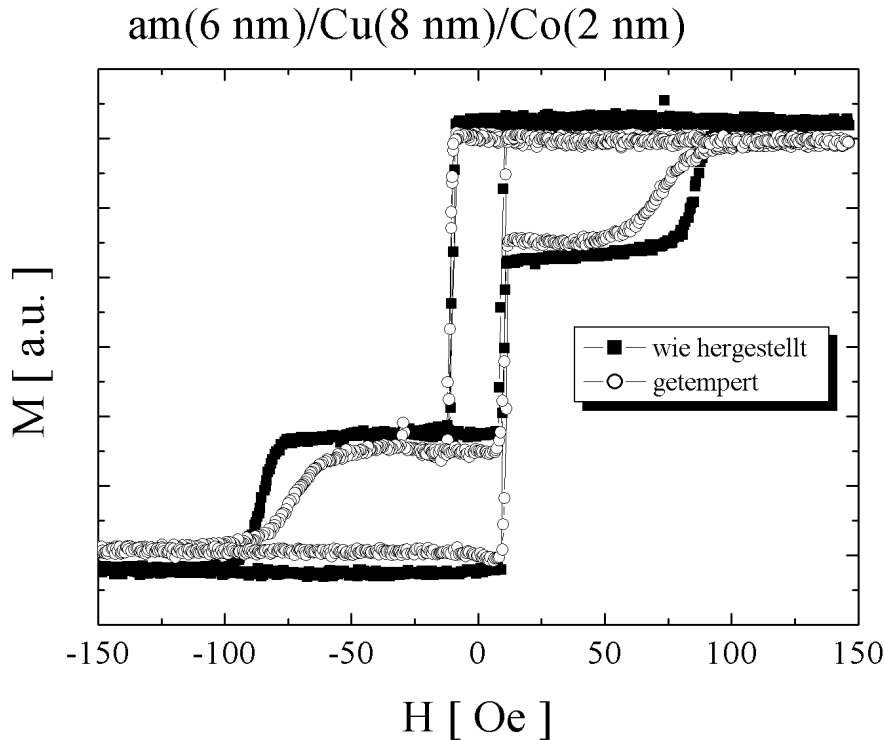


Abbildung 5.9: Magnetisierungsverlauf bei Raumtemperatur für CoFeNi-SiB(6 nm)/Cu(8 nm)/Co(2 nm) im wie hergestellten Zustand und nach Auslagerung bei 250°C

Um abzuschätzen, inwiefern eine allein durch die mit Auslagerung dünnere Co-Schicht bewirkte Verringerung der Orange-Peel-Kopplung für den Rückgang der Verschiebung der Minorloop verantwortlich ist, ist in Abb. 5.10 das Kopplungsfeld in Abhängigkeit von der Cu-Zwischendicke im Bereich 2-8 nm vor und nach der Auslagerung aufgetragen, gleichzeitig zeigen die eingezeichneten Linien die Fits aus dem Orange-Peel-Modell, wie sie für die beiden Co-Dicken 1.1 nm und 0.8 nm erhalten werden. Dabei wurden die Parameter für die laterale Korrelationslänge λ und die Rauigkeit h aus den STM-Messungen der CoFeNiSiB(6 nm)-Einfachlage erhalten.

Aus Abb. 5.10 ist zu erkennen, daß die Kopplung mit zunehmender Cu-Dicke stark abnimmt. Nach Temperung ist die Kopplung stark reduziert, was im Rahmen des Orange-Peel-Modells nur teilweise mit der Reduzierung der Co-Schicht nach der Auslagerung erklärt werden kann.

Wird die CoFeNiSiB-Dicke reduziert, so wird für CoFeNiSiB/Cu(2 nm)/Co-Systeme mit einer CoFeNiSiB-Dicke ≤ 4 nm kein zweistufiges Magnetisierungsverhalten der Schicht beobachtet, weder im wie hergestellten Zustand noch im getemperten. Die ferromagnetische Kopplung ist also so groß, daß sich die Schaltfelder der hart- und weichmagnetischen Lagen so weit annähern, dass die beiden Schichten zusammen schalten und kein Feldfenster mit einer antiparallelen Magnetisierungsausrichtung vorhanden ist [71]. Dies entspricht den Magnetowiderstandsmessungen an diesen Schichten, die keinen Effekt zeigen.

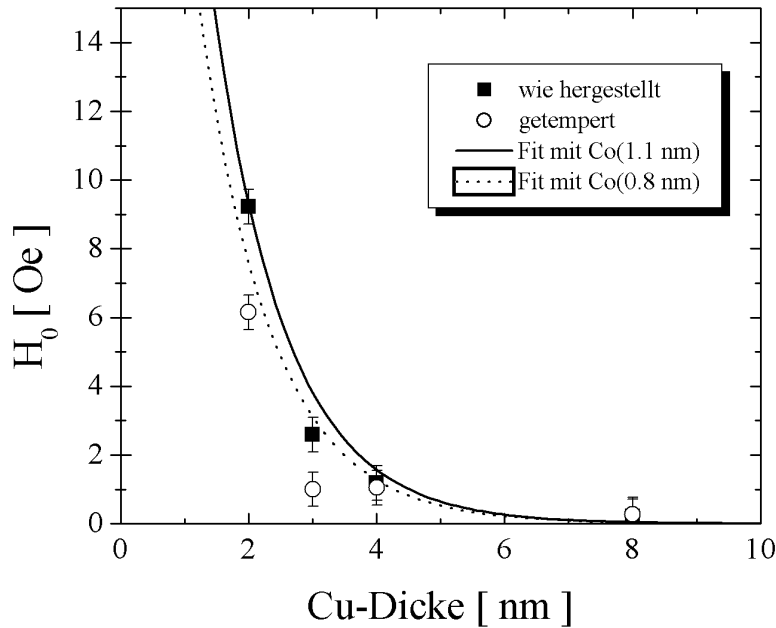


Abbildung 5.10: Kopplungsfeld in Abhängigkeit der Cu-Dicke für die Schichtserie CoFeNiSiB(6 nm)/Cu(x)/Co im wie hergestellten Zustand und nach Temperung bei 250°C. Die eingezeichneten Kurven sind Fits aus dem Orange-Peel-Modell mit $\lambda=10$ nm und $h=0.5$ nm.

5.2.3 Spin-Ventile auf Ta-Bufferlage

Wird das Spin-Ventil jedoch auf einer Ta-Bufferlage deponiert (Ta(5 nm)/CoFeNiSiB(x nm)/Cu(2 nm)/Co(2 nm)), so wird eine kleinere Kopplung beobachtet mit einem zweistufigen Verhalten selbst für Schichtdicken ≤ 6 nm, wobei mit Temperung der Probe analog zu oben eine Reduzierung des Verschiebungsfeldes H_0 einhergeht, siehe Abb. 5.11(a).

Im Falle der dünnsten Probe der Serie mit CoFeNiSiB(3 nm) ist sogar erst nach der Auslagerung ein zweistufiges Verhalten zu beobachten, während im wie hergestellten Zustand beide magnetische Lagen zusammen ummagnetisieren. Der in eckigen Klammern gesetzte Datenpunkt ist das Kopplungsfeld im wie hergestellten Zustand gemessen bei 10K. Eingezeichnet sind die Orange-Peel-Fits für die beiden Co-Dicken. Die experimentell ermittelten Kopplungsfelder sind kleiner als anhand des Orange-Peel-Modells erwartet, außer für die dünnste Schicht, bei der das Kopplungsfeld erst bei tieferen Temperaturen experimentell zugänglich ist, siehe Kap. 5.2.4. Mit Auslagerung wird die ferromagnetische Kopplung kleiner analog zu den auf SiO₂ abgeschiedenen Schichten, wobei die Größenordnung durchaus mit einem kleineren Orange-Peel-Kopplungsbeitrag durch eine reduzierte Co-Lage in Übereinstimmung steht. Als Parameter wurden $\lambda=10$ nm und $h=0.5$ nm verwendet entsprechend den STM-Daten für die Einfachlagen auf Ta. Das H_c der amorphen Schicht der ungetemperten Proben beträgt $\approx 4-5$ Oe und erhöht sich nach Auslagerung auf 7 Oe. Abb. 5.11(b) zeigt das Schaltfeld der Co-Lage in Abhängigkeit der CoFeNiSiB-Dicke.

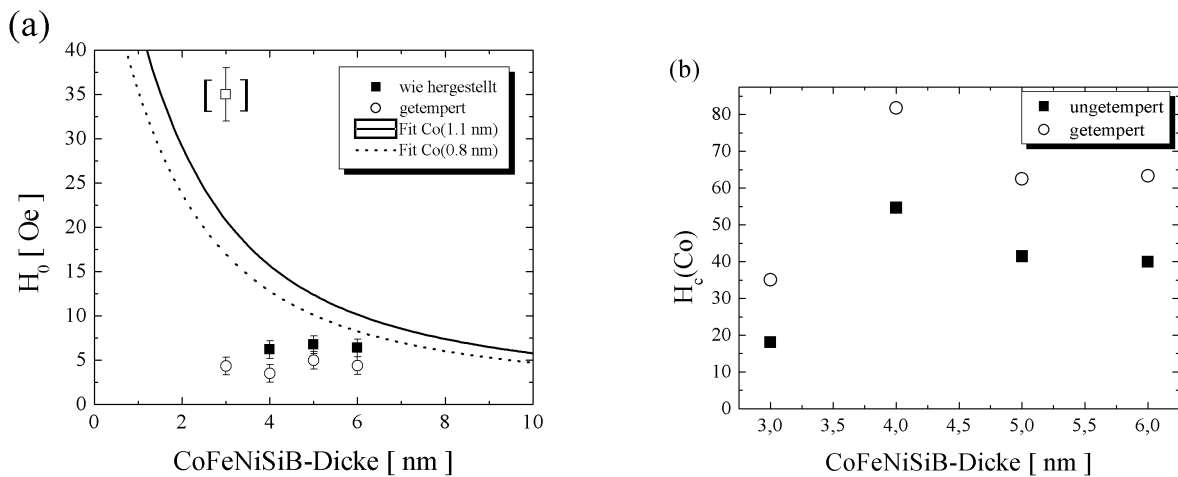


Abbildung 5.11: (a) Kopplungsfeld in Abhängigkeit der CoFeNiSiB-Dicke für die Schichtserie Ta(5 nm)/CoFeNiSiB(x)/Cu(2 nm)/Co im wie hergestellten Zustand und nach Temperung bei 250°C. Die eingezeichneten Kurven sind Fits aus dem Orange-Peel-Modell mit $\lambda=10$ nm und $h=0.5$ nm. Der Datenpunkt in eckigen Klammern ist das Kopplungsfeld bei 10K im wie hergestellten Zustand. (b) Koerzitivfeld der Co-Lage in Abhängigkeit der CoFeNiSiB-Dicke derselben Serie

Für alle Proben der Serie nimmt das Schaltfeld der Co-Lage mit Auslagerung zu, die Co-Schichten sind also weniger stark ferromagnetisch an die CoFeNiSiB-Lagen gekoppelt.

Das Kopplungsfeld in Abhängigkeit der Cu-Zwischenschichtdicke für die Serie Ta(5 nm)/CoFeNiSiB(4 nm)/Cu(x nm)/Co(2 nm) zeigt Abb. 5.12.

Die experimentell beobachtete Kopplung ist deutlich kleiner als durch den Orange-Peel-Effekt erwartet wird. Analog zu den direkt auf SiO₂ deponierten Schichten ist die Kopplung vor allem für die dünnste Probe nach Auslagerung reduziert, was analog zu den anderen Schichtserien auch zumindest teilweise auf die dünnere Co-Dicke nach der Auslagerung zurückgeht. Das intrinsische H_c der amorphen Lage beträgt für alle Proben der Serie in etwa 6 Oe und erhöht sich nach Temperung leicht auf 7 Oe (nicht gezeigt).

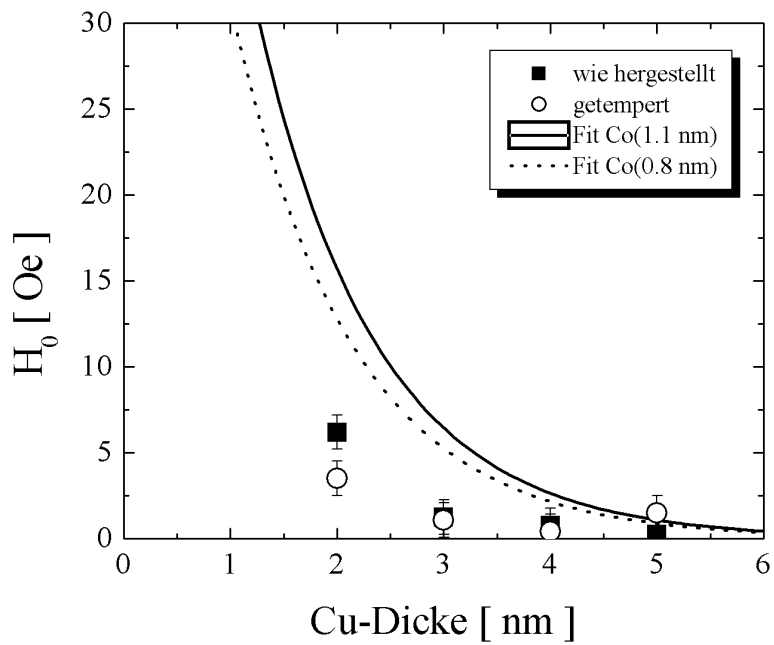


Abbildung 5.12: Kopplungsfeld in Abhängigkeit der Cu-Dicke für die Schichtserie Ta(5 nm)/CoFeNiSiB(4 nm)/Cu(x)/Co im wie hergestellten Zustand und nach Temperung bei 250°C. Die eingezeichneten Kurven sind Fits aus dem Orange-Peel-Modell mit $\lambda=10$ nm und $h=0.5$ nm.

5.2.4 Kopplungsfeld bei tiefen Temperaturen

Wie schon erwähnt, sind bei der direkt auf SiO_2 deponierten Schichtserie mit $\text{CoFeNiSiB}(x)/\text{Cu}(2\text{ nm})/\text{Co}(2\text{ nm})$ die Kopplungsfelder so groß, daß bei Raumtemperatur erst für eine CoFeNiSiB -Dicke von 6 nm ein zweistufiges Verhalten beobachtbar ist. Für die dünneren Proben ist das Feldfenster durch das hartmagnetische Co zu klein, um die Magnetisierung der amorphen Schicht allein schalten zu können.

Bei tiefen Temperaturen ist dieses Feldfenster stark vergrößert aufgrund des Exchange-Bias-Effektes von Co/CoO_x und der damit verknüpften H_c -Erhöhung von Co, siehe Kap. 1.4.

Deshalb wurden die Kopplungsfelder der Schichtserien auch bei Temperaturen unterhalb Raumtemperatur gemessen. Abb. 5.13 zeigt die Magnetisierungskurven bei jeweils 10K, 100K und 200K für die $\text{CoFeNiSiB}(6\text{ nm})/\text{Cu}(2\text{ nm})/\text{Co}(2\text{ nm})$ -Schicht. Dabei wurde im äußeren Feld von +20 kOe die Schicht abgekühlt und anschließend bei der jeweiligen Temperatur gemessen.

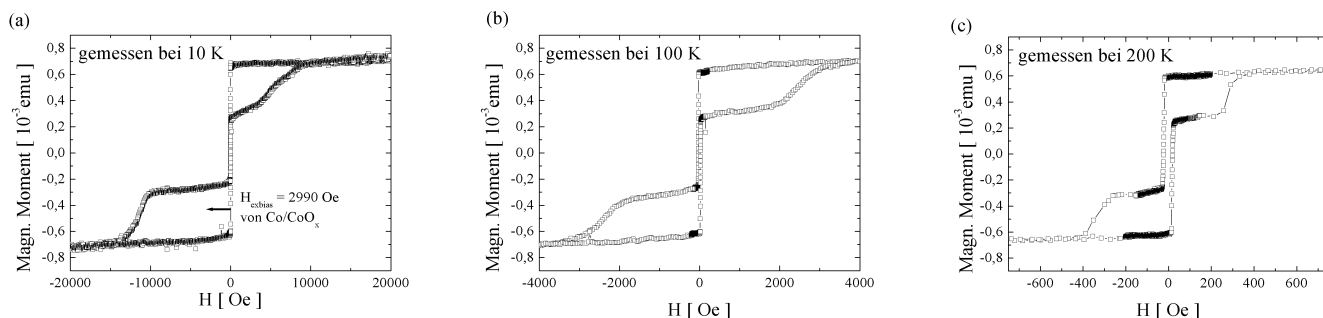


Abbildung 5.13: Magnetisierungskurve von $\text{CoFeNiSiB}(6\text{ nm})/\text{Cu}(2\text{ nm})/\text{Co}(2\text{ nm})$ bei (a) 10K, (b) 100K, (c) 200K. Die Schicht wurde von Raumtemperatur ausgehend in einem äußeren Magnetfeld von 20 kOe abgekühlt.

Die Magnetisierungskurve bei 10K in Abb. 5.13(a) zeigt eine Verschiebung des Co-Schaltfeldes um die Null um $\approx 2990 \text{ Oe}$ durch den Exchange-Bias-Effekt, gleichzeitig ist das H_c des Co drastisch erhöht.

Die Magnetisierungskurven bei 100K und 200K zeigen zwar keine Unsymmetrie mehr um die Null, trotzdem ist das H_c des Co noch deutlich größer als bei Raumtemperatur, siehe Abb. 5.8(a). Dies zeigt zwar, daß die Blockingtemperatur für die Co/CoO_x -Lage viel tiefer liegt als T_N des CoO -Bulkwertes von 293K, gleichzeitig ist aber das H_c von Co auch bei Temperaturen oberhalb dieser Blockingtemperatur noch deutlich erhöht im Vergleich zum H_c bei Raumtemperatur. Diese Erniedrigung der Blockingtemperatur für dünne Schichten wurde auch von Spagna et al. und Lin et al. an dünnen Co/CoO_x -Lagen gemessen und auf das thermisch instabile Spinsystem der dünnen Co/CoO_x -Schicht zurückgeführt [154] [155].

Um zu überprüfen, ob die zu beobachtende ferromagnetische Kopplung durch einen Orange-Peel-Effekt hervorgerufen wird, wurde aus den Minorloops das Kopplungsfeld bei verschiedenen Temperaturen bestimmt. Abb. 5.14 zeigt die Temperaturabhängigkeit des Kopplungsfeldes zusammen mit dem magnetischen Moment der Co/CoO_x -Lage. Dieses wurde aus dem Beitrag der Magnetisierungsumkehr des Co zur Gesamtmagnetisierung bestimmt, siehe Abb. 5.13. Laut Gleichungen (1.1) und

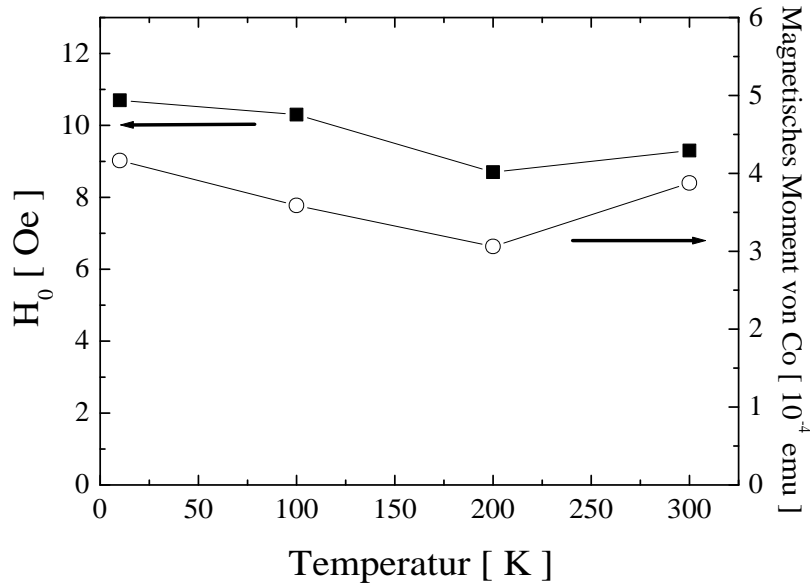


Abbildung 5.14: Kopplungsfeld und magnetisches Moment von Co der Schicht Co-FeNiSiB(6 nm)/Cu(2 nm)/Co im wie hergestellten Zustand in Abhängigkeit von der Temperatur

(1.2) sollte das Kopplungsfeld bei Vorliegen von Orange-Peel-Kopplung direkt proportional zum magnetischen Moment der hartmagnetischen Co-Lage sein. Abb. 5.14 zeigt, dass die Temperaturabhängigkeit von H_0 und dem magnetischen Moment von Co annähernd gleich sind, wie es bei Orange-Peel-Kopplung erwartet wird. Das magnetische Moment der Co-Lage nimmt mit zunehmender Temperatur erst ab, was durch die reduzierte Curietemperatur der dünnen Co-Schicht und ein stark gestörtes Wachstum dieser dünnen Co-Schicht im Vergleich zum bulk-Co bedingt sein mag. Der Anstieg bei höherer Temperatur wurde auch bei ähnlichen Untersuchungen an dünnen Co/CoO_x-Schichten beobachtet [154] und durch den metastabilen Zustand der sehr dünnen antiferromagnetischen Co/CoO_x-Schicht erklärt, die einen Übergang zu superparamagnetischem Verhalten zu höheren Temperaturen hin zeigt. Dadurch erlangen die Co²⁺-Ionen in der Oxidschicht ihr Sättigungsmoment graduell zurück mit zunehmender Temperatur.

Bedingt durch das größere Feldfenster durch die hartmagnetische Co-Schicht bei tiefen Temperaturen ist es nun möglich, die Kopplungsfelder der weichmagnetischen amorphen Schicht auch von Proben zu bestimmen, deren Hysteresekurve bei Raumtemperatur einstufig war. Abb. 5.15(a) zeigt die Kopplungsfelder bei 10K in Abhängigkeit der CoFeNiSiB-Dicke für die direkt auf SiO₂ und auf Ta gesputterten Probenserien. Für beide Schichtserien steigt das Kopplungsfeld, das auf die CoFeNiSiB-Schicht wirkt, stark an mit abnehmender CoFeNiSiB-Dicke; außerdem ist die Kopplung für die auf Ta(5 nm) gesputterte Serie deutlich verringert.

Abb. 5.15(b) zeigt den entsprechenden Vergleich der H_c der CoFeNiSiB-Lage bei 10K für die beiden Schichtserien. Das H_c der Serie auf SiO₂ ist stark erhöht gegenüber der Serie auf Ta, zu dünnen Schichtdicken hin steigt hier das H_c bis auf 45 Oe an.

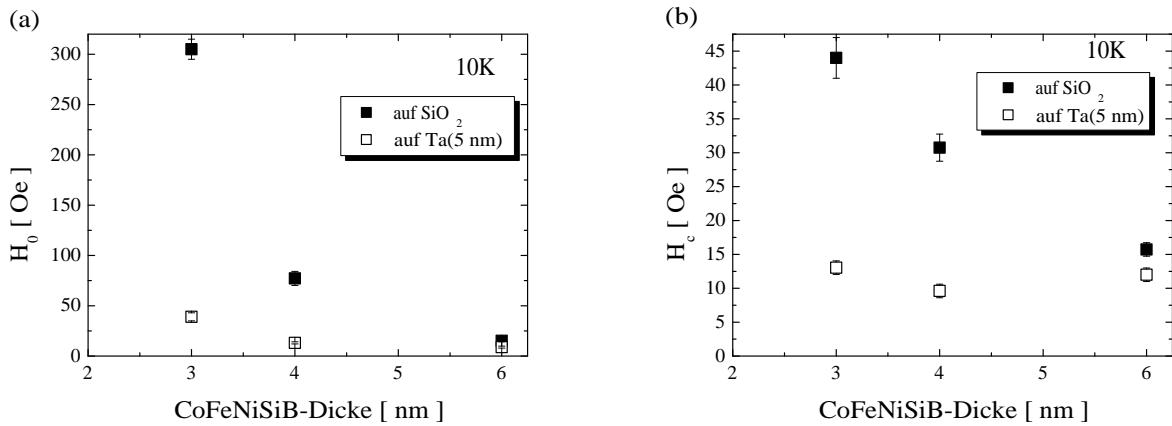


Abbildung 5.15: (a) Kopplungsfeld und (b) H_c der CoFeNiSiB-Lage bei 10K in Abhängigkeit der CoFeNiSiB-Dicke von CoFeNiSiB(x)/Cu(2 nm)/Co(2 nm) und Ta(5 nm)/CoFeNiSiB(x)/Cu(2 nm)/Co(2 nm)

Um zu untersuchen, ob trotz der Cu(2 nm) dicken Schicht pin-holes vorhanden sind und so eine ferromagnetische Kopplung übermitteln, wurden Magnetisierungskurven bei 10K, 100K und 200K gemessen und so die Abhängigkeit des Kopplungsfeldes von der Temperatur untersucht. Abb. 5.16 zeigt den Minorloop der Ta(5 nm)/CoFeNiSiB(3 nm)/Cu(2 nm)/Co(2 nm)-Schicht bei 10K im Vergleich zum entsprechenden Minorloop bei 100K. Zusätzlich ist in Abb. 5.16(a) der Minorloop nach Entmagnetisierung der Co-Schicht gezeigt. Hierbei wurde die Co-Lage durch sukzessives Auf- und Abfahren des Magnetfeldes zu immer kleiner werdenden positiven und negativen Feldern hin entmagnetisiert. Bei 200K war die Magnetisierungskurve einstufig, weshalb kein Minorloop aufgenommen werden konnte.

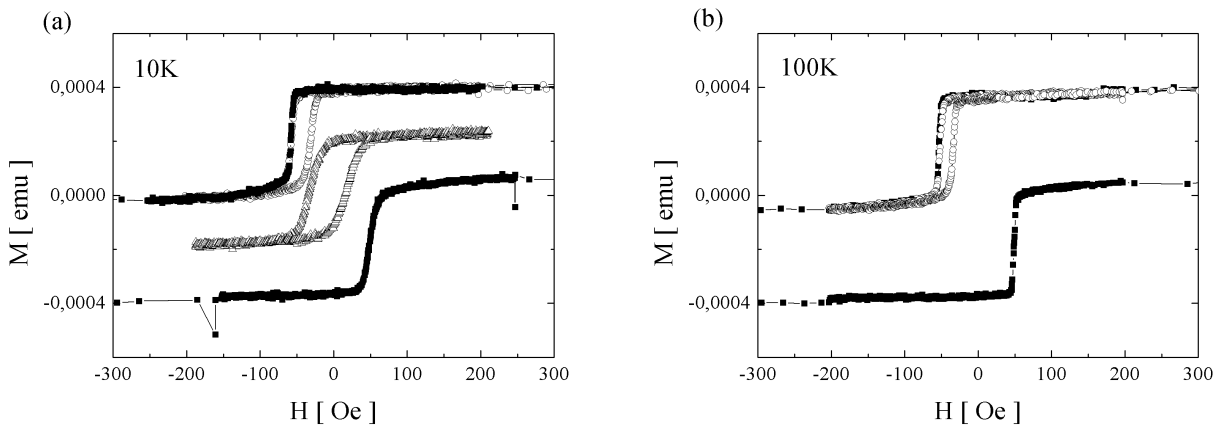


Abbildung 5.16: Minorloop von Ta(5 nm)/CoFeNiSiB(3 nm)/Cu(2 nm)/Co(2 nm) bei (a) 10K und (b) 100K. Zusätzlich ist bei $T=10\text{K}$ der Magnetisierungsloop bei kleinen Feldern nach der Entmagnetisierung der Co-Schicht gezeigt.

Das Kopplungsfeld nimmt zwischen 10K und 100K nur leicht ab von 44 Oe (10K) auf 42 Oe (100K), entsprechend dem leicht verringerten magnetischen Moment von Co.

Das H_c der amorphen Lage nimmt etwas ab von 13 Oe (10K) auf 9 Oe (100K). Nach der Entmagnetisierung ist das H_c der amorphen Lage noch größer geworden im Vergleich zum H_c bestimmt aus der halben Breite des Minorloop. Der beobachtete leichte Anstieg von H_c zu tieferen Temperaturen ist hierbei durch den thermisch aktivierten Prozess der Domänen nucleation und Domänenwandpropagation verursacht.

5.2.5 Interfacial Dusting

Das Kopplungsfeld und das Koerzitivfeld im wie hergestellten Zustand und nach Temperung bei 250°C aus den Minorloops der mit einer dünnen Co(0.5 nm)-Lage zwischen CoFeNiSiB und Cu versehenen CoFeNiSiB(x)/Co(0.5 nm)/Cu(2 nm)/Co(2 nm)-Serie zeigt Abb. 5.17. Entsprechend den Magnetowiderstandsdaten ist ab einer Gesamtdicke von 4 nm das Magnetisierungsverhalten zweistufig, bei den 2 nm- und 3 nm-Proben ist die ferromagnetische Kopplung so groß, daß diese Proben nur eine einstufige Hysterese zeigen. Das H_c liegt um 12 Oe, im Vergleich zu 8 Oe der vergleichbaren Proben ohne interfacial dusting, und steigt nach der Auslagerung um etwa 2 Oe an.

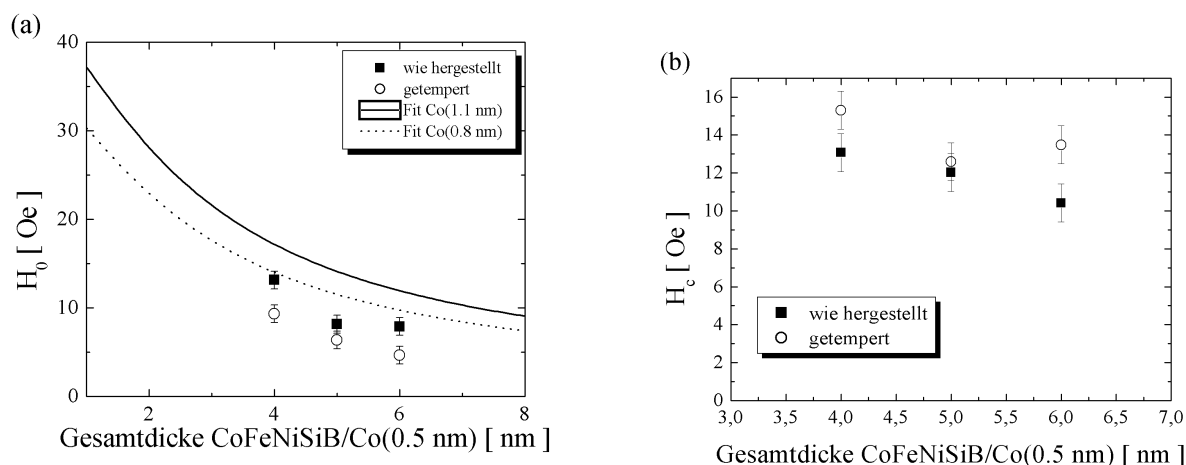


Abbildung 5.17: (a) Kopplungsfeld in Abhängigkeit der weichmagnetischen Lagendicke der CoFeNiSiB(x)/Co(0.5 nm)/Cu(2 nm)/Co(2 nm)-Serie im wie hergestellten Zustand und nach Auslagerung bei 250°C. Miteingezeichnet sind die Fits an das Orange-Peel-Kopplungsmodell mit $\lambda=10$ nm und $h=0.5$ nm. (b) H_c der weichmagnetischen Lage aus dem Minorloop.

Zusätzlich sind in Abb. 5.17(a) die Fits an das Orange-Peel-Modell eingezeichnet, wobei zusätzliche Kopplungsterme durch die neu hinzukommende am/Co-Grenzfläche mitberücksichtigt wurden. Da keine STM-Messungen an CoFeNiSiB/Co-Einfachlagen vorlagen, wurden als Parameter diejenigen der entsprechenden CoFeNiSiB-Einfachlagen verwendet, $\lambda=10$ nm und $h=0.5$ nm. Die gemessene ferromagnetische Kopplung zwischen den Schichten ist kleiner als das Orange-Peel-Modell voraussagt. Abb. 5.18 zeigt das Kopplungsfeld und das H_c der entsprechenden Serie auf Ta-Bufferlage, Ta(5 nm)/CoFeNiSiB(x)/Co(0.5 nm)/Cu(2 nm)/Co(2 nm). Im Vergleich zur Serie auf SiO₂ ist das Kopplungsfeld deutlich kleiner, mit Auslagerung bleibt das Kopplungsfeld annähernd gleich.

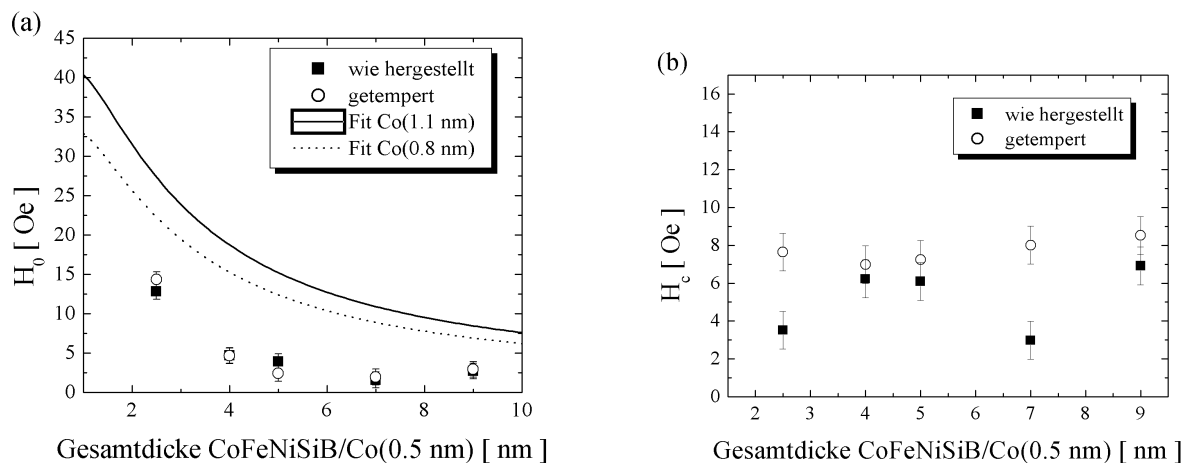


Abbildung 5.18: (a) Kopplungsfeld in Abhängigkeit der weichmagnetischen Lagendicke der Ta(5 nm)/CoFeNiSiB(x)/Co(0.5 nm)/Cu(2 nm)/Co(2 nm)-Serie im wie hergestellten Zustand und nach Auslagerung bei 250°C. Miteingezeichnet sind die Fits an das Orange-Peel-Kopplungsmodell mit $\lambda=10$ nm und $h=0.5$ nm. (b) H_c der weichmagnetischen Lage aus der Minorloop

Das H_c zeigt keine Abhängigkeit von der weichmagnetischen Lagendicke und ist deutlich verringert im Vergleich zur auf SiO₂ gesputterten Serie. Das H_c steigt mit Temperung von ≈ 6 Oe auf ≈ 8 Oe.

5.3 Diskussion

Anhand der temperaturabhängigen Messungen der Kopplungsfelder und ihrem Vergleich mit dem magnetischen Moment der Co-Lage wird deutlich, dass die Kopplung der Schichten tatsächlich mit dem magnetostatischen Effekt der Orange-Peel-Kopplung korreliert ist.

Zusätzlich ist bei allen Messungen das H_c , bestimmt aus dem Minorloop, vergrößert gegenüber dem H_c der entsprechenden CoFeNiSiB/Cu- und Ta/CoFeNiSiB/Cu-Lagen. Dies deutet auf eine Kopplung durch Streufelder der hartmagnetischen Lage hin, wobei durch das Induzieren von Domänenwänden oder bei Ripples der magnetischen Ladungsverteilung der hartmagnetischen Co-Lage in die weichmagnetische CoFeNiSiB-Lage deren Ummagnetisierung erschwert wird und so ein höheres H_c bewirkt. Es muß ein größeres Magnetfeld aufgebracht werden, um die zusätzlichen Energiebarrieren zu überwinden, die auf die weichmagnetische Domänenwand infolge der Kopplung wirken. Die experimentell bestimmten Verschiebungsfelder sind bei der Deposition auf einer Ta-Bufferlage und auch bei den Schichtserien mit einer dünnen Co-Lage an der CoFeNiSiB/Cu-Grenzfläche deutlich kleiner als nach dem Orange-Peel-Modell mit der lateralen Modulationslänge und der Rauigkeit anhand der STM-Messungen erwartet wird. Eine mögliche Erklärung hierfür liegt in der Ripple-Struktur der Co/CoO_x-Lage begründet mit keiner uniformen Magnetisierungsrichtung auf der ganzen Domäne, sondern einer lokal von der mittleren Magnetisierungsrichtung abweichenden Modulation der Magnetisierung, siehe Abb. 1.15. Dadurch kommt es zu einer effektiven

Verringerung der Magnetisierung in Magnetisierungsrichtung der weichmagnetischen Schicht. Die Gültigkeit von Gleichung 1.2 für den Zusammenhang zwischen der Kopplungsstärke und dem Kopplungsfeld ist nun nicht mehr gegeben, das Kopplungsfeld wird kleiner. Eine Verkleinerung der Kopplungsstärke könnte auch durch Vorliegen einer mit der Cu-Dicke oszillierenden antiferromagnetischen Kopplung gegeben sein. Da das Kopplungsfeld jedoch für **alle** Cu-Dicken verringert ist und aus der Untersuchung der CoFeNiSiB/Cu-Multilage sich kein Hinweis auf eine antiferromagnetische Kopplung über die Cu-Lage ergab, ist analog für die CoFeNiSiB/Cu/Co-Kopplung kein signifikanter Beitrag zu erwarten. Nur für die Probenserien mit Co-dusting könnte eine indirekte antiferromagnetische Kopplung bei der Cu-Dicke von 2 nm, was bei Co/Cu/Co-Schichten dem zweiten Maximum entspricht, eine zusätzliche Verringerung der Kopplung mitverursachen. Desweiteren könnte die Rauigkeit der CoFeNiSiB/Co-Grenzfläche verringert sein, etwa durch die bevorzugte Deposition der Co-Atome in den Tälern der CoFeNiSiB-Schicht, wodurch die Rauigkeitsamplitude h kleiner wird. Bei der Deposition der Schichten auf SiO₂ ist sowohl die Kopplung als auch das H_c aus dem Minorloop deutlich größer als bei der Deposition auf einer Ta-Bufferlage. Dies deutet auf einen großen Beitrag zur Kopplung durch Streufelder der hartmagnetischen Lage hin, welcher mit abnehmender weichmagnetischer Lagendicke deutlich steigt [81] [157]. Ein Gesichtspunkt hierbei ist, dass bei einer CoFeNiSiB-Dicke unterhalb 6 nm die Lagenstruktur des Schichtpakets noch nicht konformal ist. Dies bedeutet, dass die CoFeNiSiB/Cu-Grenzfläche eine kleinere laterale Modulationswellenlänge als die Cu/Co-Grenzfläche besitzt und damit die magnetostatische Kopplung nicht mit dem einfachen Orange-Peel-Modell berechnet werden kann. Berechnungen von Altbir et al. [158] der dipolaren Wechselwirkungen aufgrund von Rauigkeit ergeben eine empfindliche Abhängigkeit der Kopplung von der Mikrostruktur. Die Mikrostruktur der Grenzfläche beeinflusst wahrscheinlich aber auch die Empfindlichkeit auf Streufelder, weshalb die höhere Defektdichte der Schichten auf SiO₂ ein größeres H_c beinhaltet. Der Einfluß der Ripple-Struktur auf die magnetische Kopplung wird auch als Ursache dafür angenommen, weshalb die Verringerung der Kopplungsfelder nach der Auslagerung der Schichten größer ist als der theoretische Orange-Peel-Kopplungsrückgang durch die Verringerung der Co-Dicke mit der Auslagerung allein. Nach der Auslagerung zeigt die Co-Schicht ein graduelleres Ummagnetisierungsverhalten, was auf eine verstärkte Magnetisierungsumkehr über eine Ripple-Struktur hindeutet [156]. Dadurch kommt es zu einer effektiven Verringerung der Magnetisierung in der Feldrichtung und damit zu einer kleineren Orange-Peel-Kopplung.

Die Proben mit einer dünnen Co-Lage an der CoFeNiSiB/Cu-Grenzfläche zeigen kaum eine Verringerung der Kopplungsstärke mit der Auslagerung, was durch die kleinere Empfindlichkeit der CoFeNiSiB/Co-Lagen auf Streufelder begründet werden kann, was auf die weniger weichmagnetischen Eigenschaften, also ein höheres H_c dieser Schichten, zurückgeht.

Durch die kleinere magnetische Kopplung bei der Deposition auf einer Ta-Bufferlage existiert selbst für Proben mit dünnen amorphen Lagen ein Feldfenster, in dem eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen der beiden magnetischen Lagen möglich ist. Der weitere Anstieg im Magnetowiderstand nach der Auslagerung ist wahrscheinlich im breiteren antiferromagnetischen Plateau infolge der kleineren Kopplung begründet, zusätzlich könnte eine glattere Grenzfläche den Magnetowiderstand erhöhen.

Einen Hinweis darauf geben die Untersuchungen an den CoFeNiSiB/Cu-Multilagen, bei denen für Cu-Dicken von 2 nm ein leichter Anstieg der Magnetisierung nach der Auslagerung zu beobachten ist.

Die Deposition einer dünnen Co-Lage an der Grenzfläche bringt eine deutliche Verbesserung des Magnetowiderstandseffektes mit sich, gleichzeitig ist aber auch das H_c der CoFeNiSiB/Co-Schicht leicht größer im Vergleich zu den Spinventilen mit CoFeNiSiB als Detektionsschicht.

Kapitel 6

TMR-Schichten mit weichmagnetischer CoFeNiSiB-Elektrode

6.1 Ergebnisse

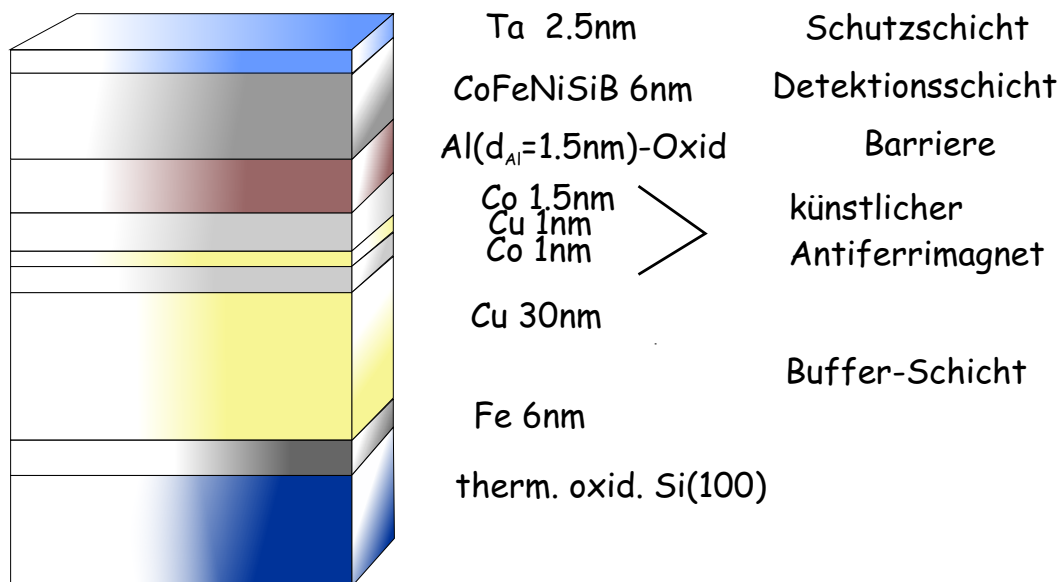


Abbildung 6.1: Schematischer Aufbau des Tunnelsystems vor der Strukturierung

Unsere gesputterten amorphen CoFeNiSiB-Schichten zeigen hervorragende weichmagnetische Eigenschaften wie ein Koerzitivfeld von nur 1-3 Oe und eine

Sättigungsmagnetisierung von 680 emu/cm^3 , siehe Kap. 3. Um die Eignung von unseren weichmagnetischen amorphen Schichten als Detektionsschichten in Tunnelementen zu überprüfen, wurden in Zusammenarbeit mit Siemens Erlangen verschiedene Tunnelsysteme hergestellt und deren magnetische und magnetoresistive Eigenschaften untersucht.

Abb. 6.1 zeigt den Aufbau eines derartigen Tunnelements. Als untere hartmagnetische Elektrode wird der künstliche Ferrimagnet, siehe Kap. 1.4, $\text{Fe}(6 \text{ nm})/\text{Cu}(30 \text{ nm})/\text{Co}(1 \text{ nm})/\text{Cu}(1 \text{ nm})/\text{Co}(1.5 \text{ nm})$ verwendet, der auf $\text{Si}(100)$ -Wafer rf- und dc-gesputtert wird [38]. Die Bufferschicht $\text{Fe}(6 \text{ nm})/\text{Cu}(30 \text{ nm})$ erlaubt es dabei, eine gute strukturelle Qualität mit einer kleinen Oberflächenrauigkeit des künstlichen Ferrimagneten zu erreichen und stellt nach dem Strukturierungsprozeß die elektrischen Kontakte dar. Die Dicke der Co-Schichten wurde so gewählt, daß die Schaltfelder der Co-Schichten im Bereich von 150 Oe liegen und damit ein genügend großes Feldfenster für das Schalten der weichmagnetischen CoFeNiSiB -Elektrode zur Verfügung steht. Auf den künstlichen Antiferromagneten wird die Tunnelbarriere aufgebracht durch rf- Ar/O_2 -Plasmaoxidation einer aufgesputterten dünnen $\text{Al}(1.5 \text{ nm})$ -Lage. Danach wurde das Vakuum gebrochen und die Schicht in die unter Kap. 2.1 beschriebene Sputteranlage eingebracht und $\text{CoFeNiSiB}(6 \text{ nm})$ als weichmagnetische Detektionsschicht und anschließend $\text{Ta}(2.5 \text{ nm})$ als Schutzschicht aufgesputtert.

Die anschließende Strukturierung erfolgte mittels UV-Photolithographie auf eine Strukturgröße von $10 \cdot 10 \mu\text{m}^2$.

6.1.1 Magnetische Messungen

Abb. 6.2 zeigt die Magnetisierungskurve bei Raumtemperatur, gemessen mit dem VSM, in magnetisch leichter Richtung der amorphen Schicht eines $1\text{cm}\cdot 1\text{cm}$ -Films. Dieser wurde im selben Sputterprozeß zusammen mit dem strukturierten Wafer hergestellt. Deutlich ist das unterschiedliche Schaltverhalten der verschiedenen magnetischen Lagen sichtbar. Wird das Magnetfeld, von positiver Sättigung kommend immer weiter verkleinert, schalten bei einem negativen Feld um 10 Oe die amorphe Schicht und die Fe-Bufferlage. Dann folgt ein Plateau, bevor die Co-Lagen ihre Magnetisierungsausrichtung tauschen. Das Arbeitsfenster für die Detektionsschicht hängt vom Feld $H_r=150 \text{ Oe}$ ab, an dem die Uniformität der Co-Lagen gestört wird und der $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co-AFi}$ in die entgegengesetzte Polarität $m(\text{Co}1)$ - $m(\text{Co}2)$ schaltet mit m als magnetischem Moment der jeweiligen Lage. Das Schaltfeld der amorphen Lage ist in der Majorkurve durch das Schalten der Fe-Bufferlage verdeckt.

Aber im Magnetisierungsverlauf der Minorkurve, bei dem die Feldrichtung im Plateau umgedreht wird und so nur die amorphe Lage und die Fe-Schicht die Magnetisierung schalten, können beide Beiträge gut getrennt werden. Hier schaltet die Fe-Schicht für beide Feldrichtungen bei 13 Oe und die amorphe Lage zeigt eine Verschiebung der Hystereseurve von fast -2 Oe und ein erhöhtes H_c von 10 Oe verglichen mit den in Kap. 3 untersuchten Einfachlagen CoFeNiSiB .

Der AFi wurde durch mehrmaliges Feldzyklen entmagnetisiert, da nach der Entmagnetisierung kein Bruttomoment vorhanden sein und somit bei vorliegender ferromagnetischer Kopplung keine Vorzugsrichtung mehr existieren sollte. Die anschließend

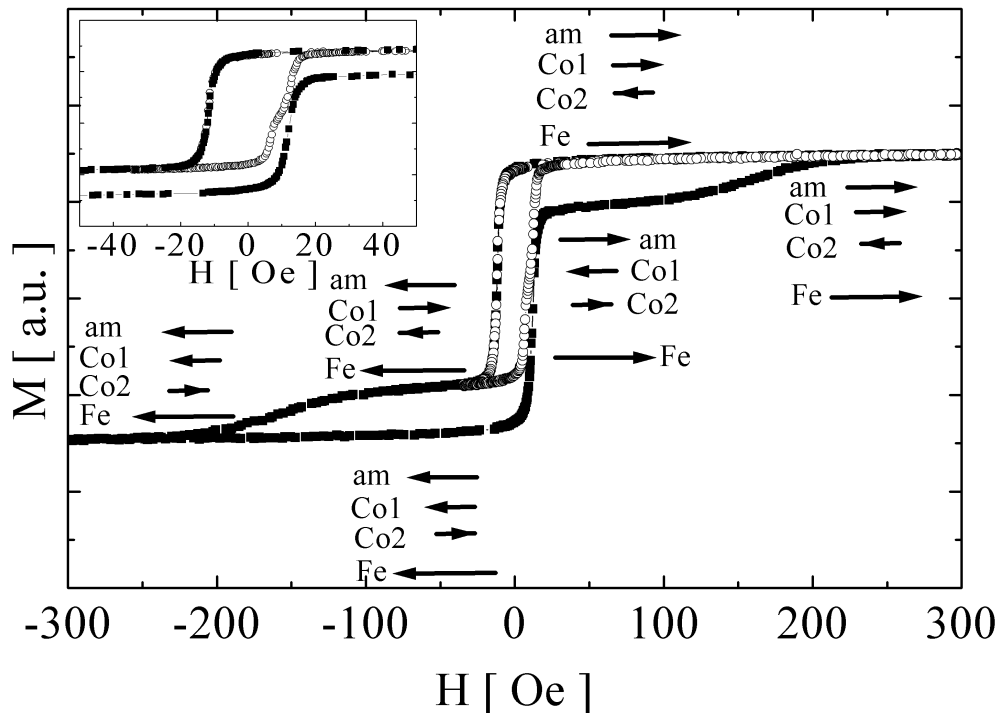


Abbildung 6.2: Magnetisierungskurven bei Raumtemperatur, wobei sich Co1, Co2, Fe und am jeweils auf die magnetischen Momente der oberen Co-Lage des AFis, der unteren Co-Lage des AFis, der Fe-Bufferlage und der amorphen Detektionsschicht beziehen. Es sind sowohl Major- als auch Minorkurve dargestellt, der Felddauschnitt um Null dient zur besseren Darstellung der Minorkurve

gemessene Minorkurve, hier nicht gezeigt, ist symmetrisch um das Nullfeld und zeigt eine immer noch erhöhte Koerzitivität der amorphen Schicht im Vergleich zur Einfachlage.

6.1.2 Tunnelkennlinie

Beim Vorliegen von Tunnelprozessen als dem verantwortlichen Mechanismus für die Stromleitung sollte die Strom-Spannungs(I-U)-Kennlinie einen nichtlinearen Verlauf aufweisen. Die Strom-Spannungskennlinie bei Nullfeld, gemessen bei Raumtemperatur, zeigt Abb. 6.3. Sie zeigt das typische nichtlineare Verhalten wie es von der Simmons-Theorie zur Tunnelleitfähigkeit vorausgesagt wird mit einer nur leichten Asymmetrie. Simmons berechnete die Tunnelstromdichte in Abhängigkeit der Biasspannung, wobei die Tunnelstromdichte durch Integration über alle möglichen Energiezustände vor und hinter der Barriere erhalten wird, multipliziert mit der Tunnelwahrscheinlichkeit T durch die Barriere,

$$T \propto \exp\left(\frac{-2d\sqrt{2m\phi}}{\hbar}\right)$$

mit der Barrierenhöhe ϕ und der Barrierendicke d . Für mittlere Spannungen bis zu $0 < U < \frac{\phi}{e}$ läßt sich die Stromdichte J darstellen als [159]

$$J = \left(\frac{e}{2\pi\hbar d^2}\right) \left[\left(\phi - \frac{eU}{2}\right) \exp \left[-\frac{4\pi d}{\hbar} \sqrt{2m \left(\phi - \frac{eU}{2}\right)} \right] \right] - \left(\frac{e}{2\pi\hbar d^2}\right) \left[\left(\phi + \frac{eU}{2}\right) \exp \left[-\frac{4\pi d}{\hbar} \sqrt{2m \left(\phi + \frac{eU}{2}\right)} \right] \right] \quad (6.1)$$

mit der Elektronenladung e und der Elektronenmasse m .

Um die Barrierenhöhe und -dicke abzuschätzen, wurde (6.1) an die I-U-Kennlinie angefitet mit einer ungefähren Barrierenhöhe von 2.0 eV und einer Barrierendicke von 1.5 nm.

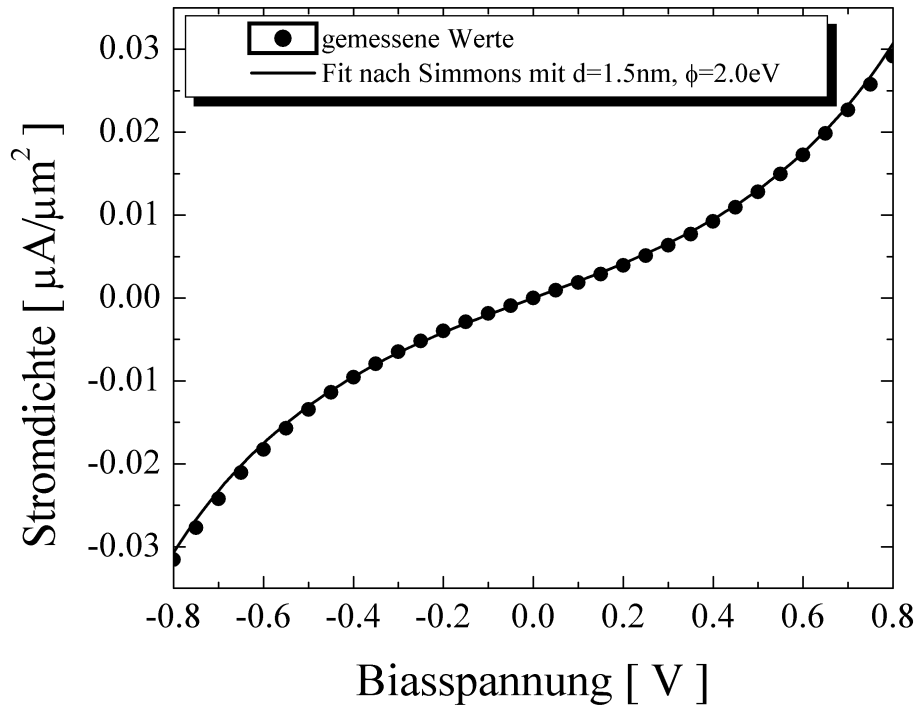


Abbildung 6.3: Stromdichte in Abhängigkeit der Biasspannung von Fe(6 nm)/Cu(30 nm)/Co(1 nm)/Cu(1 nm)/Co(1.5 nm)/Al(1.5 nm)-Oxid/CoFeNiSiB(6 nm)/Ta(2.5 nm) mit der Kontaktfläche $10 \cdot 10\mu m^2$, gemessen bei Raumtemperatur

6.1.3 Magneto-resistive Messungen

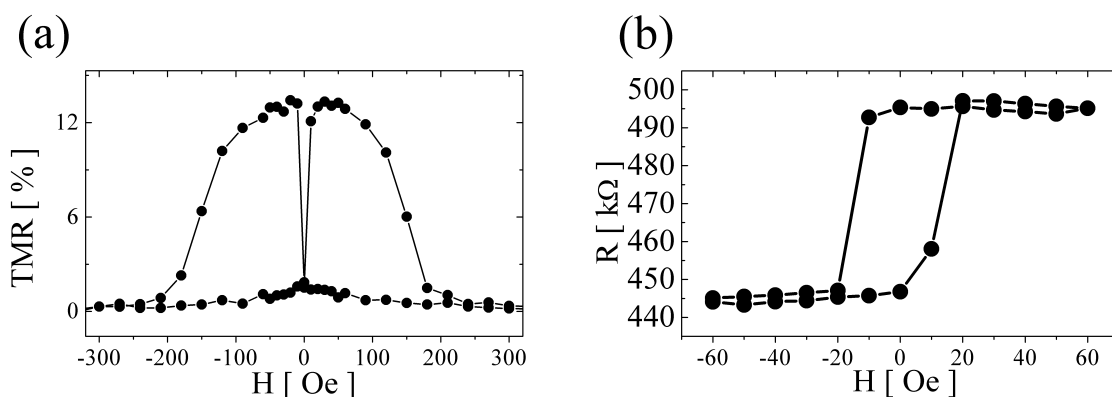


Abbildung 6.4: Abhängigkeit des Tunnelwiderstands vom Magnetfeld bei Raumtemperatur an Fe(6 nm)/Cu(30 nm)/Co(1 nm)/Cu(1 nm)/Co(1.5 nm)/Al(1.5 nm)-Oxid/CoFeNiSiB(6 nm)/Ta(2.5 nm), jeweils Majorkurve (a) und Minorkurve (b). Die Biasspannung betrug 10mV.

Abb. 6.4(a) zeigt den Widerstand bei Raumtemperatur, gemessen bei einer Biasspannung von 10 mV, in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Dabei wurde das Magnetfeld in Richtung der leichten Achse der amorphen Schicht angelegt. Von hohen Feldern kommend, nimmt das TMR-Verhältnis abrupt zu auf 12% bei ≈ 12 Oe, was dem magnetischen Schalten der Detektionsschicht entspricht. Dieses Schaltverhalten kann noch besser in der Minorkurve von Abb. 6.4(b) gesehen werden, in dem das Feldfenster in einem Gebiet ist, in dem die Variation des Widerstands alleine durch das Schaltverhalten der Detektionsschicht verursacht ist. Bedingt durch die Felddauflösung dieser Messung kann nicht entschieden werden, ob eine kleine Verschiebung der Minorkurve vorliegt. Dies wäre ein Hinweis auf ferromagnetische Kopplung wie es in der Magnetisierungskurve des gesamten Schichtsystems beobachtet wird.

Das Flächenwiderstandsprodukt beträgt $40\text{-}50\text{M}\Omega\mu\text{m}^2$ und ist somit um den Faktor 10 größer als bei vergleichbaren Tunnelkontakten, die mit demselben Plasmaoxidationsverfahren in einem Sputterprozeß hergestellt wurden [160] [20]. Dies ist ein Hinweis auf eine leichte Oxidation der unteren Co-Elektrode während des Transfers zwischen den Kammern.

Das TMR-Verhältnis nimmt nach Temperung zu bis auf einen maximalen Wert von 22% bei Auslagerung für 60 min. bei 230°C [161].

6.2 Diskussion

Die sowohl in den magnetischen Messungen als auch im Magnetowiderstandsverlauf zu beobachtende Erhöhung der Koerzitivfeldstärke der amorphen Lage im Vergleich zur Koerzitivfeldstärke von 2 Oe der entsprechenden gleich dicken Einfachlage auf mit Al_2O_3 vergleichbarem SiO_2 , siehe Kap. 3.1.8, die selbst nach Entmagnetisierung des hartmagnetischen AFis beobachtet wird, deutet auf eine magnetostatische Kopplung

durch Domänenwände hin. Denn durch die Entmagnetisierung ist zwar das Nettomoment gleich Null, Domänenwände sind aber immer noch präsent. Wie von Platt et. al. [84] demonstriert, induziert die Minimierung der Streufeldenergie von nichtbeweglichen Domänenwänden in einer hartmagnetischen CoFe-Schicht, durch SiO₂ von einer weichmagnetischen NiFe-Schicht getrennt, in der NiFe-Schicht Domänenwände. Dadurch werden die magnetischen Flußlinien der Neelwände der harten Lage geschlossen. Um die Energiebarriere zu überwinden, die auf die weichmagnetische Schicht infolge dieser Kopplung wirkt, muß ein genügend großes Feld angelegt werden, um die Domänenwände zu bewegen. Dies führt zu einem vergrößerten H_c. Die zusätzlich zur Vergrößerung von H_c auftretende Verschiebung der Minorloop auf der Feldachse um -2 Oe deutet auf eine ferromagnetische Kopplung hin, deren Ursache vermutlich im Orange-Peel-Kopplungseffekt, siehe Kap. 1.6, begründet ist, also durch magnetostatische Kopplung durch korrelierte Grenzflächenrauhigkeit der unteren und oberen Lage der Barriere.

Die aus den Fits an die I-U-Kennlinien erhaltenen Werte für die Barrierenhöhe von $\approx 2.0\text{eV}$ stimmen mit den Resultaten anderer Gruppen in etwa überein [162], aber die abgeleitete Barrierendicke von 1.5 nm ist kleiner als die experimentell zu erwartende Al₂O₃-Dicke von $\approx 2.3\text{nm}$ ($\approx \text{Al}(1.5\text{ nm}) \cdot \text{Quellfaktor}$). Ursache für diese offensichtliche Unstimmigkeit, die auch von anderen Gruppen beobachtet wurde [163], kann zum einen eine unterschiedliche Rauigkeit der oberen und unteren Grenzfläche der Barriere sein [164], die zur Existenz von Bereichen mit signifikant reduzierter Barrierendicke führt im Vergleich zur nominellen Dicke. Da die Tunnelwahrscheinlichkeit exponentiell von der Barrierendicke abhängt, wird ein großer Anteil des Tunnelstroms durch diese Bereiche gehen und somit ist die effektive Barrierendicke kleiner als die nominelle. Dies ist experimentell durch die BISM-Technik der Straßburger Gruppe an anderen TMR-Systemen überprüft worden [165]. Zum anderen kann die Unstimmigkeit in der Barrierendicke auch durch die Verwendung einer effektiven Elektronenmasse von $0.4m_e$ aufgelöst werden, welche von der Struktur der Elektronenbänder herrührt.

Trotzdem sollte Vorsicht geboten sein, aus den I-U-Kennlinien allein Schlüsse auf die Schichtqualität oder die Tunnelfähigkeit zu ziehen; so ist eine nichtlineare Kennlinie mit vernünftigen Parametern der Barrierendicke und -höhe lediglich ein hinreichendes Kriterium für eine hauptsächliche Stromleitung über den Tunneleffekt gegenüber von direkter metallischer Leitung durch pin-holes [166]. Eine bessere Methode stellt die Temperaturabhängigkeit des Widerstands dar, die ein isolierendes Verhalten zeigen sollte, also eine Abnahme des Widerstands mit zunehmender Temperatur [166] [167]. Die Größe des TMR-Effektes von 12% im wie hergestellten Zustand ist vergleichbar mit Resultaten an ähnlich hergestellten Co/Cu/Co/AlO_x/Co/Fe-Tunnelementen mit Co/Cu/Co als AFi und Co/Fe als Detektionsschicht, an denen ein TMR von 15% beobachtet wurde [163].

Zum einen kann unser kleinerer Wert durch die Herstellungsbedingungen erklärt werden, insbesondere weist das hohe Widerstands-Flächen-Produkt auf eine leichte Oxidation der unteren Elektrode hin, die zu einer verminderten Polarisierung an der Grenzfläche und damit zu einem verringerten TMR führt [168]. Die TMR-Erhöhung nach Auslagerung zwischen 200°C und 300°C wurde auch von anderen Gruppen an ähnlichen Systemen beobachtet und mittels RBS(Rutherford-Backscattering)-Tiefenprofilanalyse durch Rückdiffusion von Sauerstoff aus der unteren Elektrode erklärt [169].

Zum anderen muss zur Erklärung des gegenüber Co leicht kleineren TMRs der Unterschied in der Bandstruktur zwischen dem Co-reichen amorphen System und dem kristallinen Co betrachtet werden, insbesondere die Spinpolarisation an der Fermikante. Wie in Kap. 1.9 diskutiert, wird zwar nach der Bandstrukturberechnung nach Tanaka [100] eine Erhöhung der Zustandsdichte der Minoritätselektronen an der Fermikante durch Verschiebung des d-Minoritätspeaks zu kleineren Energien erwartet, gleichzeitig nimmt jedoch durch die Hybridisierung des Co-d-Majoritätsbandes mit den (B,Si)-p-Zuständen die Flanke im d-Majoritätsband an der Fermikante und damit die Zustandsdichte der Majoritätselektronen auch zu, siehe Abb. 1.18. Dadurch ist eine leicht verringerte Spinpolarisation unseres Co-reichen amorphen Systems im Vergleich zum kristallinen Co, siehe Abb. 1.5, zu erwarten.

Wie schon in Kap. 1.5 diskutiert, muss allerdings in Betracht gezogen werden, daß die s-Elektronen und nicht die d-Elektronen tunneln. Dies wird durch Untersuchungen von de Teresa et. al. [170] bestätigt, die für die Co/Al₂O₃-Grenzfläche die s-Elektronen als ursächliche Träger des Tunnelstroms verantwortlich machen. Trotzdem geht die Spinpolarisation der d-Zustände durch die s-d-Hybridisierung indirekt in die Polarisation der s-Elektronen ein: durch die s-d-Hybridisierung führt eine hohe d-Zustandsdichte bei der Fermienergie notwendigerweise zu einer kleinen s-Zustandsdichte an der Fermienergie [171].

Dieser Effekt wird auch als Ursache dafür diskutiert, daß die Spinpolarisation der tunnelnden Elektronen im Co/Ru/Al₂O₃/Co-System das Vorzeichen wechselt. Untersuchungen von LeClair et al. [171] [172] an mit einer dünnen Lage Ru an der Grenzfläche versehenen Co/Al₂O₃/Co-Tunnelkontakten ergaben mit zunehmender Ru-Dicke eine Reduzierung und schließlich eine Umkehrung des Vorzeichens des TMRs und damit der Spinpolarisation der tunnelnden Elektronen, das diese durch eine starke Modifikation der Zustandsdichte an der interdiffundierten Co/Ru Grenzfläche erklären. Dies ist konsistent mit Bandstrukturberechnungen an mit Ru verunreinigtem Co, welches insbesondere eine starke Zunahme der d-Majoritätszustandsdichte zeigt [173]. Über die s-d-Hybridisierung wird dadurch die für reines Co positive s-Polarisation unterdrückt und wechselt schliesslich das Vorzeichen.

Dies bietet damit auch die Möglichkeit zum Spindesign durch Modifikation der Zustandsdichte durch gezielte Verunreinigungen, um so positive oder negative Spinpolarisation der tunnelnden Elektronen zu erhalten. Insbesondere bietet sich aufgrund der Co-ähnlichen Bandstruktur auch das CoFeNiSiB-System als Ausgangsmatrix an, das im Gegensatz zu Co viel weichmagnetischere Eigenschaften zeigt und deshalb interessante Perspektiven bietet als spinengineerte Detektionsschicht.

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden zunächst die strukturellen und magnetischen Eigenschaften von gesputterten $\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}$ -Einfachlagen untersucht. Die amorphen Schichten kristallisieren oberhalb von 400°C in einem zweistufigen Kristallisationsverhalten.

Es wurde festgestellt, dass bei den $\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}$ -Schichten eine uniaxiale Anisotropie in Schichtebene auftritt, die durch das schräge Auftreffen des Teilchenstrahls auf dem Substrat verursacht wird und eine Ausrichtung der die amorphe Matrix aufbauenden Cluster bewirkt. Durch die lokale Nahordnung wird eine Anisotropie induziert. Zusätzlich kommt es bei der Deposition zu einer Paarordnung der magnetischen Atome entlang der Magnetisierungsrichtung der Schicht durch das Streufeld der Permanentmagnete. Wurden die Schichten auf einer Ta-Bufferlage deponiert, so konnte die Anisotropie deutlich verkleinert werden.

Bei der Untersuchung von dünnen $\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}$ -Schichten mit Cu- oder Ta-Buffer- und Deckschichten konnten die magnetisch toten Lagen an der Grenzfläche abgeschätzt werden. Während diese bei einer Cu-Grenzfläche nur 0.2 nm betrug, war eine starke Durchmischung an der Grenzfläche für eine Ta-Bufferschicht mit 0.6nm und eine Ta-Deckschicht mit 0.9nm vorhanden, die durch die gute Löslichkeit von Ta in Co zu erklären ist. Im wie hergestellten Zustand waren alle Schichten sehr weichmagnetisch mit einem H_c von typischerweise 1-3 Oe. Die weichmagnetischen Eigenschaften der Schichten mit einer Cu-Grenzfläche verschwinden jedoch schon bei Auslagerungstemperaturen unterhalb der Kristallisationstemperatur der Einfachlage aufgrund der Wirkung von Cu als Keimbildner für die Kristallisation. Demgegenüber bleiben die $\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}/\text{Ta}$ -Schichten bis zur Kristallisation oberhalb 400° noch sehr weichmagnetisch.

Durch eine Temperung bei 200°C im transversal zur leichten Richtung angelegten Magnetfeld kann die Anisotropie durch Paarordnungsprozesse stark unterdrückt und sogar die Achse der leichten Richtung gedreht werden. Dies bietet somit die Möglichkeit, nach der Deposition die Anisotropiestärke und -richtung noch zu beeinflussen.

Desweiteren wurden $\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}/\text{Cu}$ -Multilagen untersucht, um das Kristallisationsverhalten in Abhängigkeit von den jeweiligen Lagendicken untersuchen zu können. Dabei zeigte sich sowohl aus den Röntgenkleinwinkelmessungen als auch aus der Bestimmung der magnetisch toten Lagen eine größere Durchmischung mit zunehmender Cu-Dicke. Die thermomagnetischen Messungen zeigen ausserdem deutlich eine größere Stabilität gegen die Kristallisation mit größerer Cu-Dicke. Dies wird damit erklärt, dass die durchmischte Grenzfläche mit Cu-Verunreinigungen in der amorphen Matrix stabilisierend wirkt als eine Art zweite Phase.

Spin-valve-Systeme $\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{CoO}_x$ und $\text{Ta}/\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{CoO}_x$ wurden durch magnetoresistive und magnetische Messungen charakterisiert. Durch Messungen der Ummagnetisierung der Minorloop konnte eine ferromagnetische Kopplung der beiden magnetischen Schichten beobachtet werden, deren Ursprung in einer magnetostatischen Wechselwirkung durch korrelierte Grenzflächenrauigkeit zu suchen ist. Deren Größe wurde anhand von STM-Aufnahmen abgeschätzt. Temperaturabhängige Messungen des Kopplungsfeldes stützen die Korrelation der ferromagnetischen Kopplung mit dem Orange-Peel-Modell. Doch die experimentell bestimmten Kopplungsfelder auf einer Ta-Bufferlage sind kleiner als nach dem Orange-Peel-Modell erwartet wird, was durch eine effektive Verkleinerung dieses Kopplungsterms durch die Ripplestruktur der Co/CoO_x -Lage erklärt wird. Zusätzlich kommt es durch das Induzieren von magnetischer Ladungsverteilung der hartmagnetischen Co-Lage in die weichmagnetische $\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}$ -Lage zu zusätzlichen Energiebarrieren bei der Domänenwandpropagation, wodurch das intrinsische H_c der weichmagnetischen Lage erhöht wird.

Bei der direkten Deposition auf SiO_2 sind sowohl das Kopplungsfeld als auch das H_c der amorphen Schicht deutlich größer als auf Ta-Bufferlage. Dies deutet auf den Einfluss von Streufeldern der hartmagnetischen Lage hin. Für dünne Schichten ohne Bufferlage ist die Lagenstruktur für eine $\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}$ -Dicke $< 6\text{nm}$ noch nicht konformal, weshalb die Rauigkeiten der Grenzflächen nicht mehr korreliert sind. Es ist denkbar, dass dann auch die Empfindlichkeit auf Streufelder durch die Mikrostruktur an der Grenzfläche bestimmt wird, welche für Schichten auf SiO_2 ein größeres H_c bedeuten.

Aufgrund der kleineren Kopplung der auf Ta deponierten Schichten ist selbst für dünne amorphe Lagen eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung der beiden magnetischen Lagen möglich, so dass zwar durch den Kurzschlusseffekt des Ta der Magnetowiderstand gegenüber dem Wert ohne Bufferlage reduziert ist, dieser aber auch bei den Schichten mit dünnen amorphen Lagen beobachtbar ist. Der maximal erzielte Magnetowiderstand betrug 5.5% bei einer mit 0.5nm Co-Lage an der $\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}/\text{Cu}$ -Grenzfläche versehenen Probe.

Ein weiterer Teil der Arbeit befaßte sich mit der Herstellung und Charakterisierung von Tunnelkontakten mit amorpher $\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}$ -Detektionsschicht. Im wie hergestellten Zustand konnte ein TMR-Effekt von 12% beobachtet werden, dessen leicht kleinerer Wert im Vergleich zu entsprechenden 15% von ähnlich hergestellten Systemen mit einer Co-Detektionsschicht zum einen durch das Brechen des Vakuums vor der Deposition der amorphen Schicht erklärt werden kann, zum anderen aber auch durch die reduzierte Spinpolarisation an der Fermienergie des Co-basierten amorphen Systems im Vergleich zum kristallinen Co.

Nach der Auslagerung für 60min bei 230°C stieg das TMR-Verhältnis auf einen maximalen Wert von 22% an, was durch die Rückdiffusion von Sauerstoff aus der oxidierten $\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}$ -Elektrode in Al_2O_3 erklärt werden kann.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass amorphe $\text{Co}_{64}\text{Fe}_5\text{Ni}_5\text{Si}_{13}\text{B}_{13}$ -Schichten mit sehr weichmagnetischen Eigenschaften hergestellt werden können, die über eine genügend große Temperaturstabilität verfügen, um auch für Anwendungszwecke attraktiv zu sein. Speziell auf dem Gebiet des Tunnelmagnetowiderstands sind

diese Schichten interessant. So könnten in die weichmagnetische Trägermatrix leicht Verunreinigungen eingebracht werden, die die Spinpolarisation gezielt verändern.

Literaturverzeichnis

- [1] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, H. Sowers, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 2442 (document), 1.1
- [2] C.F. Majkrzak, J.W. Cable, J. Kwo, M. Hong, D.B. McWhan, Y. Yafet, J.V. Waszcak, C. Vettier, Phys. Rev. Lett. 65 (1986) 2700 (document), 1.1
- [3] M.B. Salamon, S. Sinha, J.J. Rhyne, J.E. Cunningham, R.W. Erwin, J. Borchers, C.P. Flynn, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 259 (document), 1.1
- [4] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 2472 1.1, 1.3
- [5] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, Phys. Rev. B 39 (1989) 4828 1.1, 1.3
- [6] S.S.P. Parkin, N. More, K.P. Roche, Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 2304 1.1
- [7] Y. Yafet, J. Appl. Phys. 61 (1987) 4058 1.1
- [8] Y. Yafet, J. Kwo, M. Hong, C.F. Majkrzak, T. O'Brien, J. Appl. Phys. 63 (1988) 3453 1.1
- [9] J.R. Cullen, K. B. Hathaway, J. Appl. Phys. 70 (1991) 5879 1.1
- [10] J. Barnas, J. Magn. Magn. Mater. 111 (1992) L215 1.1
- [11] M.D. Stiles, Phys. Rev. B 48 (1993) 7238 1.1
- [12] P. Bruno, Phys. Rev. B 52 (1995) 411 1.1
- [13] 32. IFF-Ferienkurs über Magnetische Schichtsysteme, Jülich, 2001 1.1, 1.2, 1.11
- [14] D.M. Edwards, J. Mathon, R.B. Muniz, M.S. Phan, Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 493 1.1
- [15] M.D. Stiles, J. Magn. Magn. Mater. 200 (1999) 322 1.1
- [16] B. Lee, Y.-C. Chang, Phys. Rev. B 51 (1995) 316 1.1
- [17] A. Schreyer, K. Bröhl, J.F. Ankner, C.F. Majkrzak, T. Zeidler, P. Bödeker, N. Metoki, H. Zabel, Phys. Rev. B 47 (1993) 15334 1.1

- [18] M.T. Johnson, R. Coehoorn, J.J. de Vries, N.W.E. McGee, J. aan de Stegge, P.J.H. Bloemen, *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992) 969 1.1
- [19] A.J.R. Ives, R.J. Hicken, J.A.C. Bland, C. Daboo, M. Gester, S.J. Gray, *J. Appl. Phys.* 75 (1994) 6458 1.1
- [20] 30. IFF-Ferienkurs über Magnetische Schichtsysteme, Jülich, 1999 1.1, 1.2, 1.3, 6.1.3
- [21] S. Zoll, A. Dinia, D. Stoeffler, M. Gester, H.A.M. van den Berg, K. Ounadjela, *Europhys. Lett.* 39 (1997) 323 1.1
- [22] F.J. Himpsel, K.N. Altmann, G.J. Mankey, J.E. Ortega, D.Y. Petrovykh, *J. Magn. Magn. Mater.* 200 (1999) 456 1.2, 1.3
- [23] M.B. Stearns, *J. Magn. Magn. Mater.* 5 (1977) 167 1.2
- [24] J. Bass, W.P. Pratt Jr., *Journ. Magn. Magn. Mat.* 200 (1999) 274 1.3
- [25] J.B.A.N. van Hoof, K.M. Schep, A. Brataas, G.E.W. Bauer, P.J. Kelly, *Phys. Rev. B* 59 (1999) 138 1.3
- [26] J. Binder, P. Zahn, J. Mertig, *J. Appl. Phys.* 87 (2000) 5182 1.3
- [27] R. Schad, P. Belien, G. Verbanck, C. D. Potter, H. Fischer, S. Lefebvre, M. Besiere, V.V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede, *Phys. Rev. B* 57 (1998) 13692 1.3
- [28] C. Vouille, A. Fert, A. Barthelemy, *J. Appl. Phys.* 81 (1997) 4573 1.3
- [29] S.S.P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993) 1641 1.3
- [30] J.Q. Xiao, J.S. Jiang, C.L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992) 3749 1.4
- [31] A.E. Berkowitz, J.R. Mitchell, M.J. Carey, A.P. Joung, S. Zhang, F.E. Spada, F.T. Parker, A. Hutten, G. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992) 3745 1.4
- [32] J.M. Daughton, *J. Appl. Phys.* 81 (1997) 3758 1.4
- [33] Y. Lu, R.A. Altman, A. Marley, S.A. Rishton, P.L. Trouilloud, G. Xiao, W.J. Gallagher, S.S.P. Parkin, *Appl. Phys. Lett.* 70 (1997) 2610 1.4
- [34] J.G. Zhu, Y. Zheng, G. Prinz, *J. Appl. Phys.* 87 (2000) 6668 1.4
- [35] S. Gider, B.-U. Runge, A.C. Marley, S.S.P. Parkin, *Science*, 281 (1998) 797 1.4
- [36] L. Thomas, M.G. Samant, S.P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000) 1816 1.4
- [37] H.A.M. van den Berg, W. Clemens, G. Gieres, G. Rupp, W. Schelter, M. Vieth, *IEEE Trans. Magn.* 32 (1996) 4624 1.4
- [38] H.A.M. van den Berg, W. Clemens, G. Gieres, G. Rupp, M. Vieth, J. Wecker, S. Zoll, *J. Magn. Magn. Mat.* 165 (1997) 524 1.4, 1.8, 6.1

- [39] T. Dimopoulos, C. Tiusan, V. da Costa, K. Ounadjela, H.A.M. van den Berg, *Appl. Phys. Lett.* 77 (2000) 3624 1.4
- [40] Y.Luo, M. Moske, K. Samwer, *Europhys. Lett.* 42 (1998) 565 1.4
- [41] Y. Luo, B. Pfeifer, A. Kaeuffer, M. Moske, K. Samwer, *Journ. Appl. Phys.* 87 (2000) 2479 1.4
- [42] J. Nogues, I.K. Schuller, *Journ. Magn. Magn. Mat.* 192 (1999) 203 1.9
- [43] C.-H. Lai, H. Matsuyama, R.L. White, T.C. Anthony, G.G. Bush, *J. Appl. Phys.* 79 (1996) 6389 1.4
- [44] C.-H. Lai, W.E. Bailey, R.L. White, T.C. Anthony, *J. Appl. Phys.* 81 (1997) 4990 1.4
- [45] M.J. Carey, A.E. Berkowitz, *Appl. Phys. Lett.* 60 (1992) 3060 1.4
- [46] W.H. Meiklejohn, *J. Appl. Phys.* 33 (1962) 1328 1.4
- [47] A.E. Berkowitz, K. Takano, *Journ. Magn. Magn. Mat.* 200 (1999) 552 1.10, 1.4
- [48] D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus, E. Kay, *J. Appl. Phys.* 62 (1987) 3047 1.4
- [49] A.P. Malozemoff, *Phys. Rev. B* 35 (1987) 3679 1.4
- [50] N.C. Koon, *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997) 4865 1.4
- [51] K. Takano, R.H. Kodama, A.E. Berkowitz, W. Cao, G. Thomas, *J. Appl. Phys.* 83 (1998) 6888 1.4
- [52] P. Miltenyi, M. Gierlings, J. Keller, B. Beschoten, G. Güntherodt, U. Nowak, K.D. Usadel, *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000) 4224 1.4
- [53] P.M. Tedrow, R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.* 26(4)(1971) 192 1.5
- [54] M. Jullière, *Phys. Rev. Lett.* 54 A (3) (1975) 225 1.5
- [55] J.S. Moodera, L.R. Kinder, T.M. Wong, R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.* 74 (16)(1995) 3273 1.5
- [56] J.S. Moodera, G. Mathon, *Journ. Magn. Magn. Mat.* 200 (1999) 248 1.5
- [57] J.C. Slonczewski, *Phys. Rev. B* 39 (1989) 6995 1.5
- [58] J. Mathon, *Phys. Rev. B* 56(18) (1997) 11810 1.5
- [59] M.B. Stearns, *J. Magn. Magn. Mat.* 5 (1977) 167 1.5
- [60] W.H. Butler, X.-G. Zhang, T.C. Schulthess, J.M. MacLaren, *Phys. Rev. B* 63 (2001) 054416-1 1.5

- [61] C. Martinez Boubeta, J.L. Costa-Kramer, J.V. Anguita, A. Cebollada, J.M. de Teresa, M. Bowen, V. Cros, F. Petroff, A. Fert, Congr. Magn. Multilayers, Aachen 2001 1.5
- [62] E.Yu. Tsymbal, D.G. Pettifor, Phys. Rev. B 58 (1998) 432 1.5
- [63] Y. Luo, A. Käufler, and K. Samwer, Appl. Phys. Lett. 77 (2000) 1508 1.5
- [64] B.D. Schrag, A. Anguelouch, G. Xiao, P. Trouilloud, Y. Lu, W.J. Gallagher, S.S.P. Parkin, J. Appl. Phys. 87 (2000) 4682 1.6
- [65] A. Anguelouch, B.D. Schrag, G. Xiao, Y. Lu, P.L. Trouilloud, R.A. Wanner, W.J. Gallagher, S.S.P. Parkin, Appl. Phys. Lett. 76 (2000) 622 1.6
- [66] D.B. Fulghum, R.E. Camley, Phys. Rev. B 52 (1995) 13436 1.6
- [67] F. Stobiecki, T. Lucinski, J. Dubowik, B. Szymanski, M. Urbaniak, F.J. Castano, T. Stobiecki, Journal of Magnetism 3(3) (1998) 89 1.6
- [68] F. Stobiecki, T. Stobiecki, B. Ocker, W. Maass, W. Powroznik, A. Paja, C. Loch, K. Röhl, Act. Phys. Polon. A 97 (2000) 523 1.6
- [69] L. Neel, C.R. Acad. Sci., Ser. R 255 (1962) 1545; 255 (1962) 1676 1.6
- [70] T.C. Schulthess, W.H. Butler, Journ. Appl. Phys. 87 (9) (2000) 5759 1.6
- [71] P.A.A van der Heijden, P.J.H. Bloemen, J.M. Metselaar, R.M. Wolf, J.M. Gaines, J.T.W.M. van Eemeren, P.J. van der Zaag, W.J.M. de Jonge, Phys. Rev. B (55) (1997) 11569 1.6, 5.2.2
- [72] J.C.S. Kools, W. Kula, D. Mauri, T. Lin, Journ. Appl. Phys. 85(8) (1999) 4466 1.6
- [73] T.G.S.M. Rijks, R.F.O. Reneerkens, R. Coehoorn, J.C.S. Kools, M.F. Gillies, J.N. Chapman, W.J.M. de Jonge, J. Appl. Phys. 82 (1997) 3442 1.6, 3.2
- [74] B.D. Schrag, A. Anguelouch, S. Ingvarsson, G. Xiao, Y. Lu, P.L. Trouilloud, A. Gupta, R.A. Wanner, W.J. Gallagher, P.M. Rice, S.S.P. Parkin, Appl. Phys. Lett. 77(15) (2000) 2373 1.6
- [75] J.C.S. Kools, J. Appl. Phys. 77(7) (1995) 2993 1.6
- [76] H.D. Chopra, D.X. Yang, P.J. Chen, D.C. Parks, W.F.Egelhoff, Phys. Rev. B 61(14) (2000) 9642 1.6, 1.6
- [77] D.C. Parks, P.J. Chen, W.F. Egelhoff Jr., R.D. Gomez, Journ. Appl. Phys. 87(6) (2000) 3023 1.6, 3.1.7
- [78] H.D. Chopra, B.J.Hockey, P.J. Chen, W.F.Egelhoff Jr., M. Wuttig, S.Z. Hua, Phys. Rev. B 55(13) (1997) 8390 1.6
- [79] H.D. Chopra, D.X. Yang, P.J. Chen, W.F. Egelhoff Jr., Phys. Rev. B 65 (2002) 0944331 1.6, 5.2

- [80] B.D. Cullity, Introduction to Magnetic Materials, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts (1972) 1.6, 2.3
- [81] H.W. Fuller, D.L. Sullivan, J. Appl. Phys. 33 (1962) 1063 1.6, 5.3
- [82] H.D. Chopra, D.X. Yang, P.J. Chen, W.F. Egelhoff Jr., J. Appl. Phys. 87(9) (2000) 6986 1.6
- [83] D.X. Yang, H. D. Chopra, P. J. Chen, H.J. Brown, L.J. Swartzendruber, W.F. Egelhoff Jr., Journ. Appl. Phys. 87(9) (2000) 4942 1.6
- [84] C.L. Platt, M.R. McCartney, F.T. Parker, A.E. Berkowitz, Phys. Rev. B 61(14) (2000) 9633 1.6, 6.2
- [85] A. Hubert, R. Schäfer, Magnetic Domains, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1998, S.453 1.6
- [86] T. Chen, T. Yamashita, IEEE Trans. Magn. 24 (6) (1988) 2700 1.15
- [87] Derek Craik, Magnetism, Principles and Applications, Wiley, Chichester, 1995 1.7
- [88] S. Chikazumi, S.H. Charap, Physics of Magnetism, Wiley, New York, 1986 1.16
- [89] O. Song, C.A. Ballentine, R.C. O'Handley, Appl. Phys. Lett. 64(19) (1994) 2593 1.7
- [90] G. Choe, IEEE Trans. Magnet., 35 (5) (1999) 3838 1.7
- [91] R.C. O'Handley, C.P. Chou, J. Appl. Phys. 49 (1978) 1659 1.17
- [92] 24. IFF-Ferienkurs, Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen, Jülich, 1993 1.8, 4.1.3
- [93] B.W. Corb, R.C. O'Handley, J. Megusar, N.J. Grant, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1386 1.8
- [94] F. Machizaud, K. Ounadjela, G. Suran, Phys. Rev. B 40,1 (1989) 587 1.8
- [95] J.M. Riveiro, V. Madurga, A. Hernando, Phys. Rev. B 39,16 (1989) 11950 1.8
- [96] G. Suran, K. Ounadjela, F. Machizaud, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 3109 1.8
- [97] K. Moorjani, J.M.D. Coey, *Magnetic glasses*, Amsterdam, Elsevier Science Publishers B.V., 1984 1.8, 3.1.2, 3.1.4
- [98] V.G. Kravets, A.K. Petford-Long, X. Portier, L.V. Poperenko, M. Kolesnik, Journ. Magn. Magn. Mat. 217 (2000) 129 1.9, 1.9
- [99] L.E. Klebanoff, D.G. Van Campen, R.J. Pouliot. Phys. Rev. B 49 (1994) 2047 1.9
- [100] H. Tanaka, S. Takayama, M. Hasegawa, T. Fukunaga, U. Mizutani, A. Fujita, K. Fukamichi, Phys. Rev. B 47 (5) (1993) 2671 1.9, 1.9, 1.18, 6.2

- [101] Y.B. Xu, D. Greig, A.L. Mitchell, E.A. Seddon, J.A.D. Matthew, J. Appl. Phys. 81 (8) (1997) 4419 1.9
- [102] R. Fisch, Phys. Rev. B 51 (1995) 11507 1.8
- [103] F.E. Luborsky, Amorphous Metallic Alloys, Butterworth & Co, 1983 1.8
- [104] R.F. Soohoo, Magnetic Thin Films, Harper & Row, Tokyo, 1965 1.10
- [105] D. Craik, Magnetism, Principles and Applications, John Wiley & Sons, 1995, S.297 1
- [106] 27. IFF-Ferienkurs, Streumethoden zur Untersuchung kondensierter Materie, Jülich, 1996 2.3
- [107] N.W. Ashcroft, N.D. Mermin, Solid State Physics, Holt-Saunders International Editions, Philadelphia, 1976 2.3, 2.3
- [108] L.G. Parrat, Phys. Rev. 95 (1954) 359 2.3
- [109] Refsim 1.0, J. Novikoff, Hahn-Meitner Institut Berlin (1997) 2.3
- [110] J. Bardeen, Phys. Rev. Lett. 6 (1961) 57 2.5
- [111] J. Tersoff, D. R. Hamann, Phys. Rev. B 31 (1985) 805 2.5
- [112] B. Pfeifer, Dissertation Universität Augsburg (1999) 2.5, 5.1, 5.2.2
- [113] S. Foner, Journ. Appl. Phys. 79 (1996) 4740 2.6
- [114] C.D. Graham, Journ. Appl. Phys. 53 (1982) 2032 2.6
- [115] M. Münzenberg, Diplomarbeit Universität Göttingen (1997) 2.7
- [116] A. Käufler, Diplomarbeit Universität Augsburg (1997) 2.8, 2.9
- [117] J. Friedrich, Diplomarbeit Universität Augsburg (1995) 2.8
- [118] R. von Helmolt, Dissertation, Universität Augsburg (1995) 2.8
- [119] H.C. Montgomery, Journ. Appl. Phys. 42 (1971) 2971 2.8
- [120] D. Schulze, *Amorphous Structures Methods and Results*, Berlin, Akademie-Verlag Berlin, 1990 3.1.2
- [121] H.Q. Guo, B.G. Shen, D.M. Lin, S.T. Pan, Journ. Magn. Magn. Mat. 23 (1981) 156 3.1.3
- [122] D.L. Smith, Thin-Film Deposition, McGraw-Hill, 1995 3.1.6
- [123] K. Ounadjela, G. Suran, F. Machizaud, Phys. Rev. B 40 (1989) 578 3.1.6, 3.2

- [124] M. Kowalewski, W.H. Butler, N. Moghadam, G.M. Stocks, T.C. Schulthess, K.J. Song, J.R. Thompson, A.S. Arrott, T. Zhu, J. Drewes, R.R. Katti, M.T. McClure, O. Escorcia, *J. Appl. Phys.* 87 (2000) 5732 3.1.8
- [125] N.Y. Moghadam, G.M. Stocks, M. Kowalewski, W.H. Butler, *J. Appl. Phys.* 89 (2001) 6886 3.1.8
- [126] Y. Lou, J. Zao, S. Huang, *Chinese Physics*, 3(3) (1983) 547 3.1.9
- [127] R. Yokota, M. Miyazaki, T. Komatsu, K. Matusita, *J. Appl. Phys.* 58(11)(1985) 4237 3.1.9
- [128] A. Gangulee, J.A. Aboaf, R.J. Kobliska, *J. Appl. Phys.* 52(4) (1981) 2928 3.1.9
- [129] R.R. Gareev, S.S. Alimpiev, Y.V. Bugoslavskii, S.M. Nikiforov, *Acta Physica Polonica A* 91(1997) 321 3.1.7
- [130] R. Banerjee, G. Choe, B. Cho, R.M. Walser, *IEEE Trans. Magnetism*, 31(6) (1995) 3856 3.1.7
- [131] T. Tsuge, S. Esho, *J. Appl. Phys.* 52 (1981) 4391 3.1.2
- [132] R.D. McMichael, C.-G. Lee, J.E. Bonevich, P.J. Chen, W. Miller, W.F. Egelhoff, Jr., *J. Appl. Phys.* 88 (2000) 5296 3.1.7
- [133] H.Q. Guo, B.G. Shen, D.M. Lin, S.T. Pan, *J. Mag. Mag. Mat.* 23(1981) 156 3.1.9
- [134] K. Itoh, M. Kamiya, K. Hara, T. Hashimoto, K. Okamoto, H. Fujiwara, *Thin Solid Films* 195 (1991) 245 3.2
- [135] K. Hara, K. Itoh, K. Okamoto, T. Hashimoto, *Journ. Magn. Magn. Mat.* 162 (1996) 177 3.2
- [136] K. Itoh, *Journ. Magn. Magn. Mat.* 95 (1991) 237 3.2, 3.2
- [137] W. Oepts, R. Coehoorn, J.C.S. Kools, W.J.M. de Jonge, *Journ. Magn. Magn. Mat.* 218 (2000) 114 3.2, 3.2
- [138] M. Jackson, T. Mendus, G.R. Short, S.M. Thompson, J.S.S. Whiting, E.M. Ho, A. Petford-Long, *Journ. Magn. Magn. Mat.* 213 (2000) 234 3.2
- [139] K. Itoh, K. Okamoto, T. Hashimoto, *Journ. Magn. Magn. Mat.* 190 (1998) 176 3.2
- [140] K. Okamoto, T. Hashimoto, K. Hara, M. Kamiya, H. Fujiwara, *Thin Solid Films* 147 (1987) 299 3.2
- [141] G. Suran, K. Ounadjela, F. Machizaud, *Phys. Rev. Lett.* 57 (1986) 3109 3.2
- [142] O.P. Karpenko, J.C. Bilello, S.M. Yalisove, *J. Appl. Phys.* 82 (1997) 1397 3.2.3
- [143] F.R. de Boer, D.G. Pettifor, *Cohesion in Metals, Transition Metal Alloys*, North-Holland Physics Publishing, 1989 3.2, 5.2

- [144] M. Ueno, S. Tanoue, *J. Vac. Sci. Technol. A* 13(4) (1995) 2194 3.2
- [145] M. Goto, H. Tange, T. Kamimori, *Journ. Magn. Magn. Mat.* 62 (1986) 251 3.2
- [146] J. M. Riveiro, V. Madurga, A. Hernando, *Phys. Rev. B.* 39 (16) (1989) 11950
3.2
- [147] F. Mazaleyrat, L.K. Varga, *J. Magn. Magn. Mat.* 215-216 (2000) 253 3.2
- [148] T.C. Huang, J.-P. Nozieres, V.S. Speriosu, H. Lefakis, B.A. Gurney, *Appl. Phys. Lett.* 60 (1992) 1573 4.1.1
- [149] G. Bayreuther, *J. Magn. Magn. Mat.* 38 (1983) 273 4.1.3
- [150] F. May, P. Srivastava, M. Farle, U. Bovensiepen, H. Wende, R. Chauvistre, K. Baberschke, *Journ. Magn. Magn. Mat.* 177-181 (1998) 1220 4.1.3
- [151] D.X. Yang, B. Shashishekar, H.D. Chopra, P.J. Chen, W.F. Egelhoff, Jr., *Journ. Appl. Phys.* 89 (2001) 7121 5.2
- [152] S. Lichter, J. Chen, *Phys. Rev. Lett.* 56(13) (1986) 1396 5.2
- [153] S.G. Mayr, Dissertation, Universität Göttingen 2000 5.2
- [154] R. Spagna, M.B. Maple, R.E. Sager, *J. Appl. Phys.* 79 (1996) 4926 5.2.4, 5.2.4
- [155] X. Lin, G.C. Hadjipanayis, S.I. Shah, *J. Appl. Phys.* 75 (10) (1994) 6676 5.2.4
- [156] M. Hehn, O. Lenoble, D. Lacour, C. Fery, M. Piecuch, C. Tiusan, K. Ounadjela, *Phys. Rev. B.* 61(17) (2000) 11643 5.1, 5.3
- [157] B. Altuncevahir, A.R. Koymen, *J. Appl. Phys.* 89 (2001) 6822 5.3
- [158] D. Altbir, M. Kiwi, R. Ramirez, I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* 149 (1995) L246 5.3
- [159] J.G. Simmons, *J. Appl. Phys.* 34 (1963) 1793. 6.1.2
- [160] J. Wecker, Siemens Erlangen, private Mitteilungen 6.1.3
- [161] A. Käufler, Y. Luo, K. Samwer, G. Gieres, M. Vieth, J. Wecker, *Journ. Appl. Phys.* 91 (2002) 1701 6.1.3
- [162] J.S. Moodera, J. Nowak, R.J.M. van de Veerdonk, *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998) 2941 6.2
- [163] C. Tiusan, M. Hehn, K. Ounadjela, Y. Henry, J. Hommet, C. Meny, H.A.M. van den Berg, L. Baer, R. Kinder, *J. Appl. Phys.* 85 (1999) 5276 6.2
- [164] A. Olbrich, B. Ebersberger, C. Boit, J. Vancea, H. Hoffmann, H. Altmann, G. Gieres, J. Wecker, *Appl. Phys. Lett.* 78 (19) (2001) 2934 6.2
- [165] V. Da Costa, C. Tiusan, T. Dimopoulos, K. Ounadjela, *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000) 876 6.2

- [166] B.J. Jönsson-Åkerman, R. Escudero, C. Leighton, S. Kim, I. K. Schuller, D.A. Rabson, *Appl. Phys. Lett.* 77(12) (2000) 1870 6.2
- [167] I.K. Schuller, B.J. Jönsson-Åkerman, R. Escudero, C. Leighton, S.H. Kim, A. Romero, D. Rabson, X. Batlle, B.J. Hattink, A. Labarta, E. Chen, J. Slaughter, *Proc. Symp. Metallic Multilayers 2001, Aachen* 6.2
- [168] J.S. Moodera, *Appl. Phys. Lett.* 70 (1997) 3050 6.2
- [169] R.C. Sousa, *Appl. Phys. Lett.* 73 (1998) 3288 6.2
- [170] J.M. de Teresa, A. Barthelemy, J.P. Contour, A. Fert, *Journ. Magn. Magn. Mat.* 211 (2000) 160 6.2
- [171] P. LeClair, B. Hoex, H. Wieldraaijer, J.T. Kohlhepp, H.J.M. Swagten, W.J.M. de Jonge, *Phys. Rev. B* 64 (2001) 100406-1 6.2
- [172] P. LeClair, J.T. Kohlhepp, H.J.M. Swagten, W.J.M. de Jonge, *Phys. Rev. Lett.* 86(6) (2001) 1066 6.2
- [173] V.S. Stepanyuk, R. Zeller, P.H. Dederichs, I. Mertig, *Phys. Rev. B* 49(8) (1994) 5157 6.2

Danksagung

Ich möchte mich bei all denjenigen ganz herzlich bedanken, die mir während der Anfertigung dieser Arbeit mit Rat und Tat zur Seite standen.

Allen voran möchte ich Herrn Prof. K. Samwer danken für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Lehrstuhl durchzuführen, für sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit, seine Förderung durch die Möglichkeit des Besuchs zahlreicher Tagungen und Projekttreffen im In- und Ausland, vor allem aber für sein herzliches Bemühen, mich an die nördlicheren Gefilde unseres Landes zu akklimatisieren.

Herrn Dr. Yuansu Luo gilt mein besonderer Dank für seine kooperative Zusammenarbeit bei der Bewältigung des physikalischen Alltags, für viele Diskussionen und Vorschläge zum Gelingen der Arbeit.

Herrn Dr. Joachim Wecker, Herrn Dr. Günther Gieres und Herrn Dr. Michael Vieth ein herzliches Dankeschön für die fruchtbare Zusammenarbeit im Rahmen des EU-Projekts „*tunnelsense*“ und eine Vielzahl an guten Ideen, die sich aus den vielen Treffen entwickeln konnten.

Herrn Dr. Manfred Rührig vielen Dank für die Kerrmikroskopieaufnahmen und zahlreiche Gespräche und Anregungen.

Herrn Prof. Dr. K. Winzer und Herrn Prof. Dr. R. Tidecks ein Dankeschön für ihre Bereitschaft zu jeder Zeit, ihr schier unendlich grosses Wissen auf dem Gebiet der Tieftemperaturphysik weiterzugeben.

Herrn Dr. Michael Moske, Dr. Bernd Damaschke und PD Dr. Susanne Schneider möchte ich danken für zahlreiche Gespräche und Anregungen.

Mein besonderer Dank gilt Frau Uta Bete, die mir insbesondere bei der Bewältigung zweier Umzüge immer und überall zur Seite stand und auch sonst jederzeit ein Patentrezept bereithielt, wenn es mal hakte.

Ein Dankeschön an Herrn Markus Mertinat für die TEM-Aufnahmen und viele anregende Gespräche.

Herrn Dr. Markus Münzenberg, Herrn Frank Leuenberger, Herrn Henning Harms, Herrn Christoph Streng möchte ich meinen Dank aussprechen aufgrund einer Vielzahl von nützlichen und nicht nur physikalisch interessanten Diskussionen und der Einführung in die MOKE-Apparatur und das AFM/STM.

Ich möchte mich bei allen Göttingern bedanken, die mir nicht nur während des physikalischen Alltags mit vielen Tipps und Anregungen zur Seite standen, sondern auch im Rahmen der Dachterrassentradition auf einmalige Weise den Arbeitstag mit Würstchenduft, Pilsgenuß und Hardrock ausklingen ließen: Björn Sass, Henning Harms, Frank Leuenberger, Peter Rössner, Anne Parge, Sigrun Köster, Markus Münzenberg, Jan Peterssen, Markus Esseling, Klaus Krug, Alberto Bracci, Ulrike Lüders, Thomas Becker, Christoph Streng, Cay-Uwe Pinnow.

Ich möchte mich bei allen Augsburgern bedanken für ihre Unterstützung in den Anfängen dieser Arbeit und ihre Hilfe vor und während des Umzugs: Dr. Tilman Lorenz, Dr. Birgit Pfeifer, Dr. Jens Friedrich, Dr. Stefan Mayr, Markus Mertinat, Dr. Manfred Weiss, Claus Weiss, Andreas Grob, Holger Ippach, Stefan Armbruster, Nico Geyer.

Meinen Dank an all diejenigen, die mich unterstützt haben beim alltäglichen Unterfangen, in dieser Welt der komplizierten Rechnerstrukturen und Computersoftware doch noch die Oberhand zu behalten, und nicht zu verzweifeln angesichts rosa-hellblau gefärbter Poster, also insbesondere Herrn Carsten Mahn, Herrn Thomas Becker, Herrn Christoph Streng.

Mein Dank an die technischen Mitarbeiter, die stets mit Rat und Tat zur Stelle waren und so vieles erleichterten: Uta Bete, Andreas Spörhase, Gabi Hager, Elmar Gatzemeier, Kathrin Gehrke, Carsten Mahn.

Allen Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt unter der Leitung von Herrn Ludwig Beyland möchte ich danken für die prompte Ausführung meiner Anliegen.

Für die finanzielle Unterstützung meiner Doktorarbeit möchte ich mich beim EU-Projekt „*tunnelsense*“ bedanken, durch das ich insbesondere auch auf zahlreichen Treffen meine Ergebnisse präsentieren durfte.

Besonders aber möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken für ihre Liebe und ihr Verständnis in all den Jahren.

Lebenslauf

Persönliche Angaben

Andrea Regina Käufler, geboren am 18.10.1970 in Mindelheim
Eltern: Margaretha und Sebastian Käufler

Schulausbildung

09/1981-07/1990 Joseph-Bernhart-Gymnasium Türkheim(Bayern)
Abschluss: Zeugnis der allgemeinen Hochschulreife

Studium

ab 11/1990 Studium der Wirtschaftsmathematik an der Universität
Augsburg
ab 05/1991 Studium der Physik (Diplom) an der Universität
Augsburg
09/1992 Vordiplom
11/1994-02/1997 Diplomarbeit am Lehrstuhl Experimentalphysik I
bei Prof. Dr. Konrad Samwer
Thema: „Magnetowiderstand an granularen Multilagen“
07/1997 Diplom in Physik mit Nebenfach Mathematik

Promotion

08/1997-07/1999 Promotionsstudium Physik an der Universität
Augsburg
08/1999-04/2002 Promotionsstudium Physik
an der Georg-August-Universität Göttingen,
Titel der Dissertation:
„Amorphe weichmagnetische CoFeNiSiB-Detektions-
schichten in Spinventilen“