Universität Ulm
Abteilung Festkörperphysik

Magnetotransport in Spinventil-Systemen mit amorphen magnetischen und supraleitenden Teilschichten



Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades Dr. rer. nat.
der Fakultät für Naturwissenschaften
der Universität Ulm
vorgelegt von

Roland Johannes Steiner
aus Burgau

2006

Dissertation der Universität Ulm

Amtierender Dekan: Prof. Dr. Klaus-Dieter Spindler

1. Gutachter: Prof. Dr. P. Ziemann
2. Gutachter: Prof. Dr. U. Herr

Tag der Promotion: 27.04.2006

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung 1

2. Schichtpräparation 3

2.1 Laserablation 3

2.1.1 Aufbau der verwendeten PLD-Anlage 4
2.1.2 Ablationsschwellen und Raten 5
2.1.3 Simulation einer Grenzfläche 6

2.2 Präparation von dünnen Niobschichten 12

2.2.1 T_c in Abhängigkeit von der Schichtdicke 13
2.2.2 Einfluss des Substrates 14
2.2.3 Einfluss der Wachstumsraten auf T_c 17

3. GMR in Spinventilen mit einer a-Fe_xB_{100-x}-Sensorschicht 19

3.1 Grundlagen magnetoresistiver Effekte 21

3.1.1 Riesenmagnetowiderstand (GMR) 22
3.1.2 Zweistrom-Modell zur Beschreibung des GMR 24
3.1.3 GMR in Spinventilen 27
3.1.4 Exchange Bias Effekt 28
3.1.5 Anisotroper Magnetowiderstand (AMR) 30
3.1.6 Anmerkungen zum GMR 31

3.2 Herstellung der a-Fe_xB_{100-x} Sensorschicht 33

3.2.1 XPS und UPS 34
3.2.2 In situ Leitfähigkeitsmessung an Fe/B-Multilagen 36
3.2.3 TEM-Aufnahmen 40
3.2.4 Magnetismus a-FeB Schichten 41
3.2.5 Exchange Bias an a-FeB 43

3.3 Spinventile 45

3.3.1 Laserablation zur Herstellung von Spinventilen 46
3.3.2 Variation der Stöchiometrie 49
3.3.3 Spinventil mit gepinnter Ferromagnetschicht 53

3.4 Zusammenfassung 56

4. Magnetotransport in Multilagen mit einer supraleitenden Teilschicht 57

4.1 Experimentelle Befunde 59

4.1.1 Magnetfeldabhängiger elektrischer Widerstand 60
4.1.2 Magnetfeldabhängige kritische Temperatur $T_c(H)$ 63

4.2 Proximity-Effekt 66

4.2.1 SL/FM-Grenzfläche 66
4.2.2 FM/SL/FM-Schicht 67

4.3 Spininjektion 71

4.3.1 Magnetotransport bei $T < T_c$ 71
4.3.2 Magnetotransport bei $T > T_c$ 73
4.3.3 Magnetotransport mit Exchange Bias 75

4.4 Streufeldmodell 78

4.4.1 Magnetische Domänen und Domänenwände 78
4.4.2 Diskussion des Modells 81
4.4.3 Messung einer nicht vormagnetisierten Probe 82
4.4.4 Messungen an Doppellagen 83

4.5 Mikromagnetische Simulation 86

4.5.1 Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung 86
4.5.2 Domänenkonfiguration einer dünnen Eisenschicht 88
4.5.3 Lokales Streufeld einer dünnen Eisenschicht nahe H_c 91

4.6 Zusammenfassung 93

5. Zusammenfassung 95

Summary 98

6. Anhang 100

Anhang A: Abschätzung der Nb-Oxidation während der Präparation 100
Anhang B: In situ Leitfähigkeit 101
Anhang C: Elektrischer Transport und Spin Diffusion in Niob 103
Anhang D: Ableitungen zum AMR-Effekt 105
Anhang E: Code zur OOMMF-Simulation 106
Anhang F: Berechnung des Streufeldes aus der Domänenkonfiguration 108

7. Literaturverzeichnis 110

Publikationsliste 123

Tagungsbeiträge 124

Curriculum Vitae 125

Danksagung 127

1. Einleitung

Konventionelle elektronische Bauelemente arbeiten auf der Basis von elektrischen Strömen, d. h. dem Transport frei beweglicher Ladungsträger in Festkörpern. Fortschritte in der Präparation von Mehrlagensystemen aus wenigen nm dicken Einzelschichten haben dies entscheidend verändert: in diesen Nanoschichten kommen neue Magnetowiderstandseffekte (**m**agneto-**r**esistance, MR) zum Tragen, bei denen die Spins als weiterer Freiheitsgrad der Elektronen zur Funktion wesentlich beitragen. Zu nennen sind der anisotrope (AMR), der Riesen- (GMR), der kollosale (CMR) und der Tunnel- (TMR) Magnetowiderstandseffekt [Gro04]. Die Entdeckung des GMR-Effektes gilt allgemein als Startpunkt der Spintronik oder Magnetoelektronik [Bai88, Bin89]. Obwohl weltweit intensiv an der Entwicklung neuartiger Viellagensysteme durch systematische Variation der beitragenden Substanzklassen (Metalle, Halbleiter, Dielektrika) gearbeitet wird, bleiben viele Fragen weiterhin offen. So ist beispielsweise der Einfluss ungeordneter (amorpher) bzw. supraleitender Teilschichten auf die Funktion des gesamten Schichtpaketes noch weitgehend unverstanden. Die vorliegende Arbeit setzt sich deshalb zum Ziel, das Wissen um die grundlegenden physikalischen Eigenschaften der letztgenannten Systeme zu vertiefen - eine notwendige Voraussetzung für die Weiterentwicklung solcher Mehrlagen-Systeme hinsichtlich ihres möglichen Einsatzes in der Sensorik.

Mit einer flexiblen Schichtpräparationsapparatur (**P**ulsed **L**aser **D**eposition, PLD) sollen in dieser Arbeit Mehrlagen-Systeme hergestellt werden. Im Vordergrund steht die Charakterisierung dieser Schichten im magnetfeldabhängigen elektrischen Transport (Magnetotransport). In den Multilagen sollen sowohl ferromagnetische als auch nichtmagnetische metallische bzw. supraleitende Schichten integriert werden. Leitfähigkeitsmessungen während der Präparation kombiniert mit ex situ Untersuchungsmethoden erlauben einen Einblick in die Grenzflächenphysik der ausgewählten Materialsysteme.

Zunächst soll die Herstellung sowie der Einsatz homogen amorpher FeB-Legierungen als ferromagnetische Teilschichten mit stark reduzierter Koerzitivfeldstärke in GMR-Sensoren erörtert werden. GMR-Elemente werden in der heutigen Speichertechnologie als magnetfeldempfindliche Lesesensoren verwendet. Bei kommerziellen Festplatten wurde 2005 für die Speicherdichte ein Wert von ca. 100GBit/in^2 erreicht. Die Fläche eines Bits beträgt hierbei nur noch 37nm x 170nm (Quelle: Seagate Technology). Die Weiterentwicklung hin zu noch höheren Speicherdichten erfordert Magnetfeldsensoren, die auf immer kleiner werdende Bit-Bereiche, d. h. immer kleiner werdende Magnetfelder empfindlich reagieren. Amorphes FeB zählt zu den viel versprechenden Materialien, die hierzu eingesetzt werden könnten.

Von besonderem Interesse sind künstliche Ferromagnet/Supraleiter (FM/SL)-Multilagen [Buz04]. Supraleitung und Ferromagnetismus sind eigentlich zwei gegensätzliche Phänomene. Beim Ferromagnetismus wird über die Austauschwechselwirkung eine Parallelstellung von Elektronenspins bevorzugt, während in der Supraleitung Elektronen entgegengesetzten Spins und Impulses über einen virtuellen Phononenaustausch zu Cooperpaaren koppeln. In theoretischen Arbeiten wird von der Möglichkeit so genannter „Low-Field Superconducting Spin Switch Devices“ berichtet [Tag99, Bal01]. In solchen Systemen könnte zwischen Normal- und Supraleitung geschaltet werden - und dies bereits bei kleinen Magnetfeldern, die weit unterhalb der kritischen Magnetfeldstärke des Supraleiters liegen.

Die Untersuchung von FM/SL/FM-Dreilagenschichten mittels Magnetotransport zeigt überraschende Effekte im elektrischen Widerstand R und in der Übergangstemperatur zur Supraleitung T_c, die den gängigen theoretischen Ansätzen zunächst widersprechen. Zu nennen sind hier insbesondere der Proximity-Effekt des Supraleiters auf die Ferromagnete [Buz99], eine mögliche Injektion spinpolarisierter Elektronen in Quasiteilchenzustände des Supraleiters (nahe T_c) [Tak99] und der Einfluss des Ferromagnetismus insbesondere bei Ummagnetisierungsvorgängen nahe T_c auf die Supraleitung. Es ist der Einfluss von Streufeldern auf die dünne Supraleiterschicht zu untersuchen.
Es werden systematische Experimente vorgestellt, die die Grenzen dieser verschiedenen Erklärungsmodelle aufzeigen. Zusammen mit mikromagnetischen Simulationen und Magnetotransportuntersuchungen von Ferromagnet/Supraleiter-Doppellagen kann schließlich ein physikalisches Verständnis begründet werden.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

In Kapitel 2 wird die Laserablation als Methode zur Schichtpräparation vorgestellt. Es wird die Herstellung dünner supraleitender Niobschichten bei Raumtemperatur gezeigt und der Einfluss der Wachstumsbedingungen auf die kritische Temperatur diskutiert.
In Kapitel 3 wird die Grenzflächenphysik an Multilagen aus Eisen und Bor, mit dem Ziel der Herstellung ultradünner weichmagnetischer a-FeB-Legierungen, untersucht. Diese werden in Spinventile integriert, um den Magnetotransport als Funktion der Stöchiometrie zu untersuchen.
In Kapitel 4 werden zunächst an Ferromagnet/Supraleiter/Ferromagnet-Systemen der elektrische Widerstand $R(H)$ und die kritische Temperatur $T_c(H)$ als Funktion des angelegten Magnetfeldes gemessen. Die Messungen zeigen einen nicht monotonen Verlauf in den beiden Messkurven. Die Gültigkeit und Anwendbarkeit der theoretischen Modellvorstellungen als mögliche Erklärung wird systematisch geprüft und auf ein verbliebenes Modell eingegrenzt. Messungen an Ferromagnet/Supraleiter-Doppellagen und mikromagnetische Simulationen bestätigen das vorgestellte Erklärungsmodell.

2. Schichtpräparation

2.1 Laserablation

Zur Herstellung, der in dieser Arbeit vorgestellten Schichten, wurde die gepulste Laserablation oder **PLD** (**P**ulsed **L**aser **D**eposition) verwendet. Für eine detaillierte Einführung in diese Methode wird auf den Übersichtsartikel von Willmott [Wil00] bzw. das Buch von Chrisey und Hubler verwiesen [Chr94].
Der wesentliche Unterschied der Laserablation gegenüber anderen Methoden ist die hohe kinetische Energie der deponierten Teilchen (E_{kin}~100eV). Besonders vorteilhaft ist diese Methode bei der Deposition komplexer Verbindungen, da verschiedene Materialien im gleichen Depositionsschritt verwendet werden können. Dies erlaubt eine Deposition in stöchiometrischen Verhältnissen [Jac94, Chr94].
Die Abbildung 2.1 zeigt den schematischen Ablauf der Laserablation zur Schichtherstellung. Ein auf eine Fläche von ca. A=1mm^2 fokussierter Laserstrahl trifft auf ein in einer Vakuumkammer installiertes Target. Ein Teil der Photonenenergie wird über elektronische Anregung in das Targetmaterial eingekoppelt. Bei der, von dem verwendeten Laser (Excimer, ArF), emittierten Wellenlänge von λ=193nm liegt der absorbierte Energieanteil bei den meisten Metallen relativ hoch (z. B. Absorptionskoeffizient von Ag bei 177nm 80,4% [Koh86]). Der restliche Teil wird reflektiert. Im Bereich der optischen Eindringtiefe (für λ=193nm ca. 50nm) entstehen angeregte, elektronische Zustände. Innerhalb von ca. zehn Pikosekunden werden diese elektronischen Anregungen an das Kristallgitter abgegeben. Innerhalb der thermischen Diffusionslänge L_n (ca. 10nm) klingt dieser „Aufheizeffekt“ ab [Jac94]. Wird in einer dieser „Sub“-Oberflächenschichten des Targets die Verdampfungsenthalpie erreicht (nach ca. 100ps), so explodiert diese Schicht inklusive der Oberfläche aus dem Target. Dieses „Herausbrechen“ von Targetmaterial kann zur Bildung makroskopischer Partikel (∅ einige µm) führen, welche die physikalischen Eigenschaften des deponierten Films wesentlich beeinflussen können. Es bildet sich ein Plasma („Plume“) in Richtung des Substrates aus. Dieses wird durch die Absorption der Laserstrahlung weiter aufgeheizt [Wil00].
Der Probenhalter mit dem Substrat liegt gegenüber vom Target (Abstand d_{TS}). Die Probenmitte liegt genau in der senkrechten Achse zu dem fokussierten Laserfleck. Für das Einsetzen der Deposition sind Energiedichten (oder Laserfluenzen) von einigen wenigen J/cm^2 ausreichend. Der Einsatzpunkt wird als Ablationsschwelle bezeichnet [Chr94].

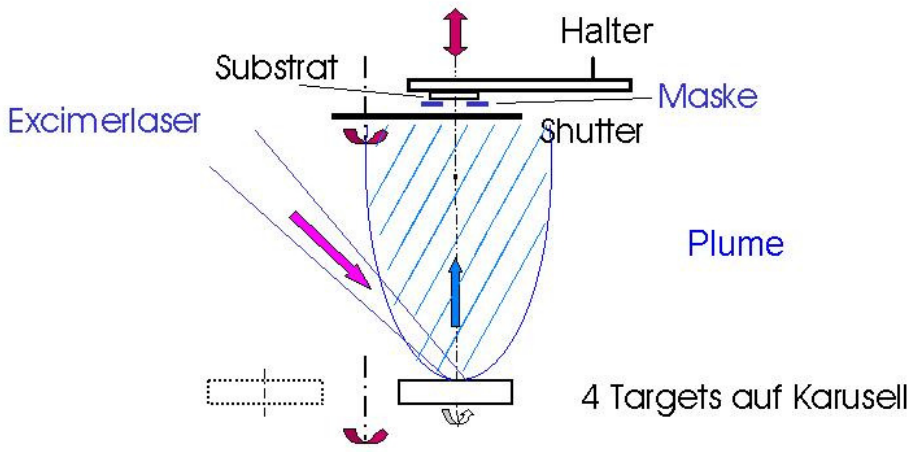


Abb. 2.1: *Schematische Darstellung des Aufbaus zur Laserablation.*

2.1.1 Aufbau der verwendeten PLD-Anlage

Die zur Verfügung stehende PLD-Apparatur wurde von der Abteilung Festkörperphysik entwickelt [Len98, Röß98]. An der Anlage sind drei Präparationskammern installiert. Es lassen sich Metalle, Polymere und Oxide ablatieren. Abb. 2.2 zeigt den schematischen Aufbau der Anlage. In der UHV-Kammer wurden die metallischen Multilagen präpariert. Der Basisdruck liegt bei $p \sim 5 \cdot 10^{-9}$mbar. In der Hochvakuumkammer beträgt der Basisdruck $p \sim 5 \cdot 10^{-8}$mbar.

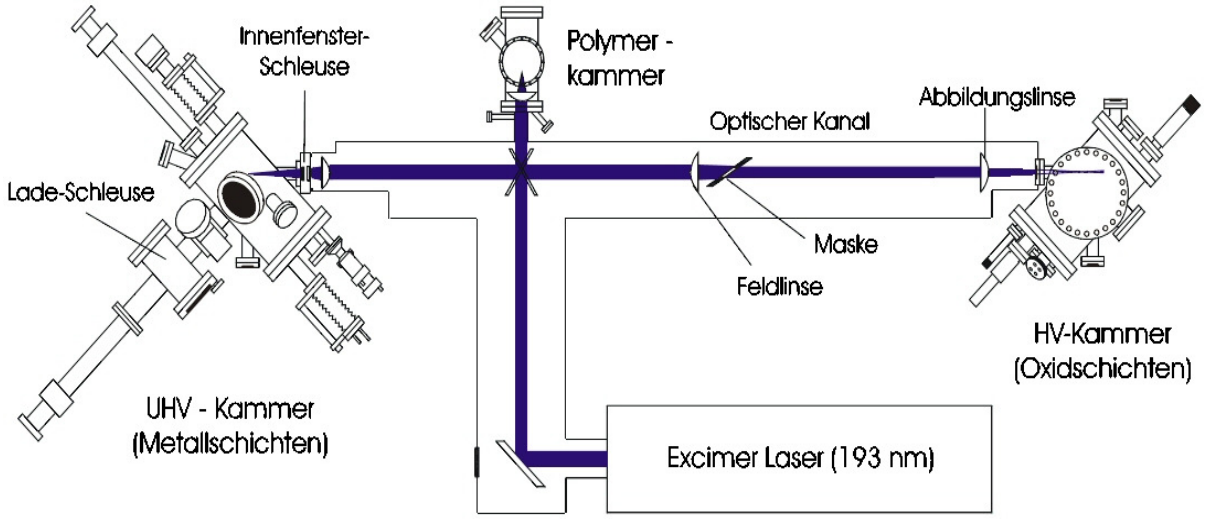


Abb. 2.2: *Schematischer Aufbau der verwendeten PLD-Anlage.*

Es wird ein COMPex 201 Excimer-Laser der Firma Lambda Physik mit einer ArF-Premix-Gasfüllung (der Fa. Spectra Gases) verwendet. Die Pulsenergie des Lasers kann über die Hochspannungen an der Entladungsröhre verändert werden. Die Tabelle 2.1 zeigt die technischen Spezifikationen des Lasers.

Maximale Pulsenergie (bei 10 Hz 30kV)	bis 500mJ$^{*)}$
Wellenlänge	193nm
Maximale Wiederholrate	10Hz
Pulsdauer	20ns
Energiedichte am Target	bis 16J/cm$^{2\,*)}$

Tab. 2.1: *Spezifikationen zur Laserablations-Anlage.* $^{*)}$*Eigene Messwerte.*

Die maximale Pulsenergie unmittelbar nach einer neuen ArF-Gasfüllung konnte auf Werte über 500mJ gesteigert werden. Hierzu wurde der interne Energiemonitor entfernt. Die Pulsenergie wird mit einem externen Energiedetektor unmittelbar hinter dem Laser-auskoppelfenster gemessen. Die Transmission der optischen Elemente (Umlenkspiegel, Sammellinse, Eintrittsfenster in die UHV-Kammer) wird gesondert bestimmt. Damit kann die Energie des unfokussierten Laserstrahls vor dem Auftreffen auf das Targetmaterial abgeschätzt werden. Aus der Fläche des fokussierten Strahls auf dem Target (ca. 1mm^2) kann dann die Energiedichte Φ in J/cm^2 berechnet werden. Das Maximum beträgt ca. 16J/cm^2. Wegen erheblicher „pulse-to-pulse“-Schwankungen sind die Energiedichten mit $\Delta\Phi = \pm 1$J/cm^2 anzugeben. Ursache sind intrinsische Schwankungen bei der Entladung.

Der Laserstrahl wird in einem geschlossenen Kanal geführt, der ständig mit Stickstoff geflutet wird, um die in diesem Wellenlängenbereich charakteristische Bildung von Ozon aus dem Luftsauerstoff zu vermeiden. Ozon ist zum einen gesundheitsschädlich und zum anderen führt die Absorption der UV-Strahlung in einer O_2- bzw. O_3-Atmosphäre zu einem Verlust an Laserintensität.
Im Inneren der UHV-Kammer trifft der Laser auf eines von vier Targets. Das jeweils bestrahlte Target rotiert um die eigene Achse und wird auf und ab bewegt (oszilliert), um die Oberfläche gleichmäßig abzurastern. Dadurch wird eine Aufrauhung der Targetoberfläche minimiert, was die Entstehung unerwünschter Partikel (Droplets) wiederum vermindert [Chr94, Ste99]. Außerdem werden so ein homogener Materialabtrag und damit eine längere Lebensdauer des Targets gewährleistet.

2.1.2 Ablationsschwellen und Raten

Für die Bestimmung der Depositionsraten wurde die Energiedichte am Target über die Hochspannung am Thyratron des Lasers variiert. Anstelle der Probe wurde ein schwenkbarer Schichtdickenmesser platziert. Die Messgenauigkeit der deponierten Schichtdicken kann mit ±0,2Å angegeben werden. Aus der Schichtdicke und der Depositionsdauer kann die Ablationsrate bestimmt werden. Abbildung 2.3 veranschaulicht die Werte für Niob, Eisen, Gold und Kobalt. Für den Absolutwert der Depositionsraten ist der Abstand zwischen Target und Substrat d_{TS} entscheidend. Es gilt, je geringer d_{TS}, umso höher ist die Wachstumsrate. Allerdings ist die Laserablation eine stark gerichtete Depositionsmethode (vgl. [Chr94]), weshalb bei einem zu geringen Abstand das Material inhomogen über das Substrat verteilt ist. Vorexperimente zeigten ab d_{TS}=30mm akzeptable Ergebnisse in der Homogenität des deponierten Materials.

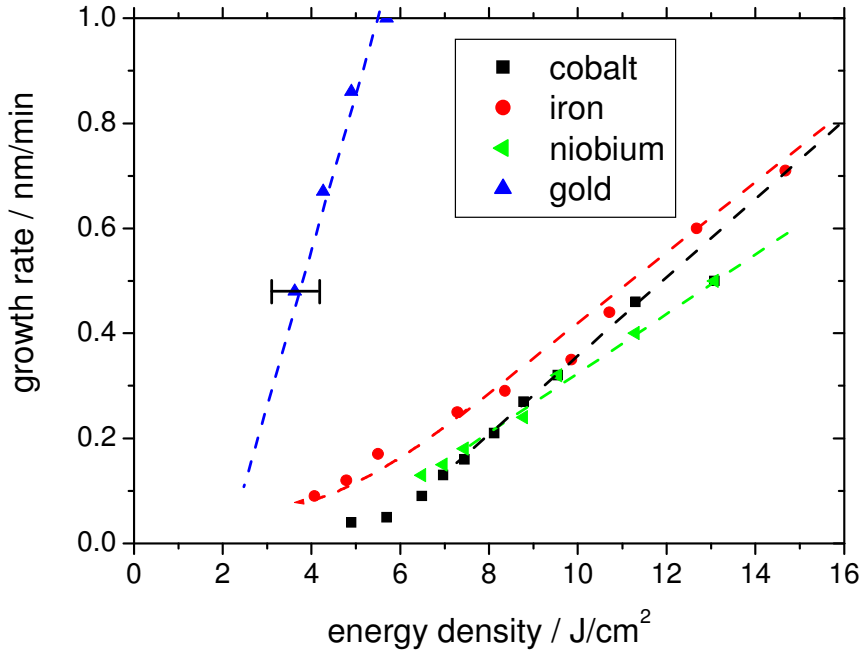


Abb. 2.3: *Depositionsraten einiger Metalle (Eisen, Kobalt, Niob und Gold) der verwendeten Laserablations-Apparatur. Der Abstand des Targets zum Schichtdickenmesser beträgt d_{TS}=50mm.*

Wie man in Abb. 2.3 sieht, muss eine bestimmte Energiedichte erreicht werden bevor eine Materialdeposition (auf dem Substrat oder auf dem Schichtdickenmesser) einsetzt. Diese so genannte Ablationsschwelle wird üblicherweise graphisch durch den Schnittpunkt der Ratenkurve (Wachstumsrate in Abhängigkeit von der Fluenz $d(\Phi)$) mit der Abszisse (bei einer linearen Extrapolation der Depositionsraten) bestimmt. In Tabelle 2.2 sind die ermittelten Ablationsschwellen der in dieser Arbeit verwendeten Materialien aufgeführt. Oberhalb der Ablationsschwelle nehmen die Raten linear mit der Energiedichte zu.

Nach [Chr94] beträgt die Schwelle für Eisen (bei einer ähnlichen Apparatur) 4J/cm^2. Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert.

Material	Schwelle in J/cm^2
Kobalt	**5,0**
Kupfer	**4,2**
Eisen	**4,0**
Bor	**4,7**
Niob	**4,5**
Gold	**2,0**

Tab. 2.2: *Ablationsschwellen der verwendeten Metalle ($\Delta\Phi$±1,0 J/cm^2).*

2.1.3 Simulation einer Grenzfläche

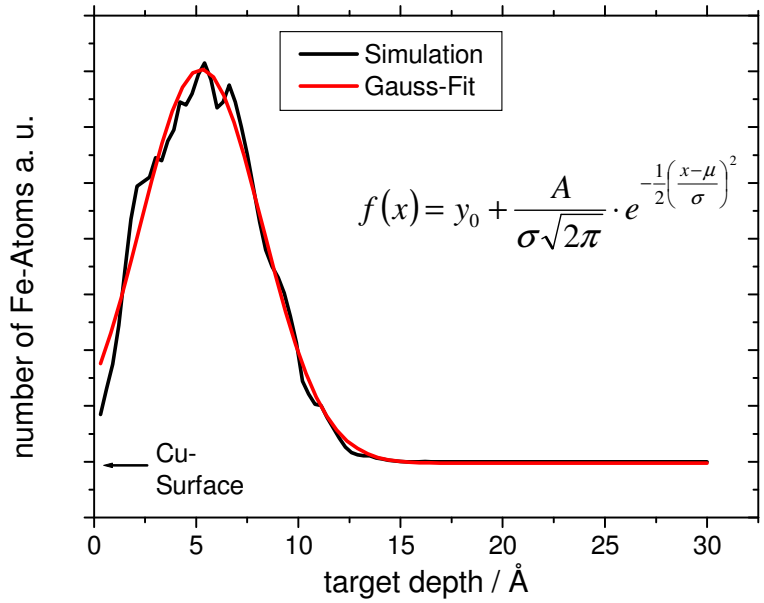
Eine hohe kinetische Energie der zu deponierenden Spezies begünstigt das Durchmischen der Grenzfläche zwischen der Unterlage und dem Deposit-Material. Es können sogar nicht mischbare Systeme (mit positiver Mischungsenthalpie) durchmischt werden [Wil00]. Eine kleine kinetische Energie der Spezies sollte die Durchmischung gering halten. So sollten annähernd undurchmischte Multilagen hergestellt werden können.
Aus diesem Grund wurden Simulationen durchgeführt, um den Einfluss der kinetischen Energie auf das Schichtwachstum zu untersuchen. Exemplarisch wird die Deposition von Eisen auf einer Kupferunterlage gezeigt, da diese später bei der Herstellung der Spinventile eine Rolle spielt. Die Simulationen wurden mit der SRIM-(**s**topping and **r**ange of **i**ons in **m**atter) [Zie85, SRI00] und TRIDYN-Software durchgeführt.

SRIM berechnet das Stoppen und die Reichweite von Ionen (bis zu 2GeV/amu[1)]) in Materie. Für Details zu den verwendeten Algorithmen wird auf die Arbeiten von J. P. Biersack und L. Haggmark [Bie80] sowie J. F. Ziegler [Zie77] verwiesen. Die Simulation basiert auf der „binary collisions approximation“ (BCA) [Sig72]. Die vom Projektil (auftreffendes Ion) angestoßenen Targetatome („primary recoils“) bzw. von diesen wieder angestoßenen weiteren Atome, bilden Stoßkaskaden. In der BCA Näherung berücksichtigt man nur die Wechselwirkung des Projektils und der „Recoil“-Atome mit den stationären Atomen, nicht aber untereinander.
Molekulardynamische (MD) Simulationen würden die Bewegungsgleichung und Wechselwirkung aller Atome im entsprechenden Volumen berücksichtigen. Dies geht mit zunehmender Rechenkapazität einher und bleibt hier deshalb unberücksichtigt. Allerdings werden vor

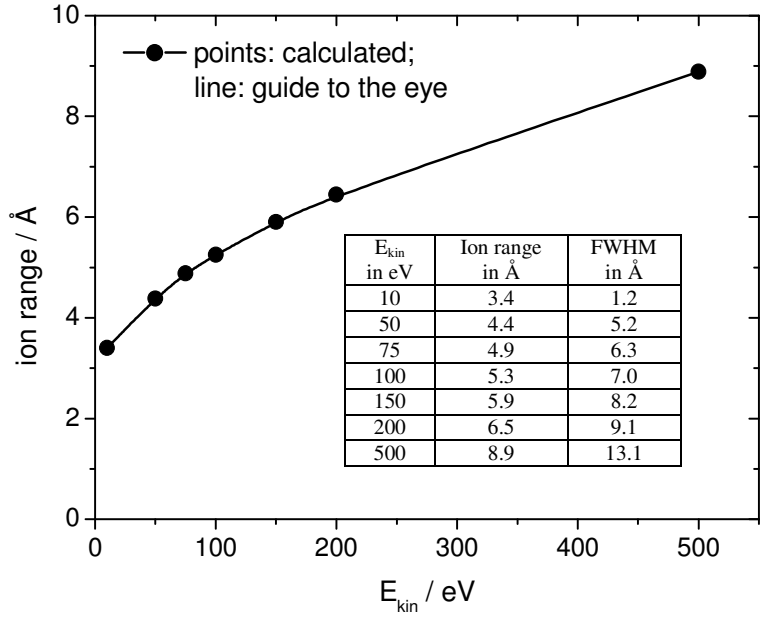
[1)] 1 atomic mass unit = 1,66·10^{-27}kg

allem für Berechnungen im niederenergetischen Bereich (<200eV) präzisere Ergebnisse berichtet [Pel04].
Für die Kupfer-Ablation (mit λ=193nm) liegen detailliertere Untersuchungen der kinetischen Energie vor. Kupfer unterscheidet sich in der Ablation nur wenig von Eisen (vgl. [Col97]), weshalb die energetischen Betrachtungen für beide analog gelten sollten. Bei der Kupferablation mit dem gepulsten ArF-Excimer-Laser (193nm) liegt die kinetische Energie der einwertigen Cu^+-Ionen bei ca. 100eV [Fra99]. Im Folgenden wurde das Auftreffen von Fe-Ionen variabler kinetischer Energie auf eine Cu-Schicht der Dicke d=3nm simuliert. Die Abbildung 2.4a) zeigt die Verteilung der Eindringtiefen der Fe-Atome in der Cu-Schicht. Es wurde das Auftreffen von 10^6 Fe-Ionen der kinetischen Energie E_{kin}=100eV berechnet.

a)



b)



E_{kin} in eV	Ion range in Å	FWHM in Å
10	3.4	1.2
50	4.4	5.2
75	4.9	6.3
100	5.3	7.0
150	5.9	8.2
200	6.5	9.1
500	8.9	13.1

Abb. 2.4: *a) Eindringtiefe von Fe-Atomen (SRIM-Simulation mit E_{kin}(Fe)=100eV) in einer Cu-Schicht mit der entsprechenden Anpasskurve.*
b) Mittlere Eindringtiefe der Fe-Ionen als Funktion der kinetischen Energie. Im Inset ist eine Tabelle mit den zugehörigen Werten der Halbwertsbreite dargestellt.

Aus der Kurvenanpassung berechnet man bei einer kinetischen Energie der Fe-Ionen von E_{kin}=100eV die wahrscheinlichste Eindringtiefe zu ca. d=5,3Å. Die Halbwertsbreite der Verteilung der Eindringtiefen beträgt 7Å. In Abbildung 2.4b) sind die Werte der wahrscheinlichsten Eindringtiefen für verschiedene kinetische Energien der Fe^+-Ionen eingetragen. Mit ansteigender Energie nehmen die Eindringtiefe und die Breite der Verteilung zu (siehe Tabelle in der Abbildung). Eine Veränderung der Schichtzusammensetzung durch die deponierten Atome wird von SRIM nicht berücksichtigt.

Im Gegensatz zu SRIM berücksichtigt **TRIDYN** die Veränderung der Schichtzusammensetzung durch den Beschuss mit Deposit-Atomen [TRIDYN].
Gibt man die kinetische Energie des zu deponierenden Materials (z. B. Fe) an, so ermöglicht TRIDYN die Berechnung von Konzentrationsprofilen nach einer Bestrahlung der Unterlage (z. B. Cu) mit einer Fluenz Φ (Anzahl von Atomen o. Ionen mit der kinetischen Energie E_{kin} pro Einheitsfläche). Die Anwendbarkeit für das Schichtwachstum bei der Laserablation wird bei Kharlamov et al. gezeigt [Kar98]. Mit TOF-(**T**ime **o**f **f**light) Messungen kann die Energieverteilung, der in der Plume vorliegenden Ionen, analysiert werden.
Bei kleinen Energiedichten am Target überwiegt in der Plume zunächst der Anteil an Neutral-Atomen mit einer kinetischen Energie von ca. 10eV [Dre91, Che88]. Dreyfus stellte bei der Ablation von Cu fest, dass die Anzahldichte der Cu^+-Ionen oberhalb der Ablationsschwelle bis hin zu einer Energiedichte von 12,5J/cm^2 stark zunimmt, wobei die Anzahldichte der Neutralatome Cu^0 nahezu unverändert bleibt und Cu^{2+}-Ionen noch nicht vorhanden sind [Dre91]. Der Ionisationsgrad nahe der Schwelle wird mit ca. 10% angegeben [Chr04, Wil00]. Bei mittleren Energiedichten (~10J/cm^2) erhöht sich dieser auf ca. 60% (KrF-Excimer; Fe-Ablation) [Col97]. Bei hohen Energiedichten liegt der ionisierte Anteil bei 80% und darüber [Wil00, Stu01]. Genaue Angaben sind schwer zu vergleichen, sie hängen vom jeweiligen System, insbesondere der Wellenlänge des Lasers, dem verwendeten Targetmaterial und der Pulsform des Lasers ab.

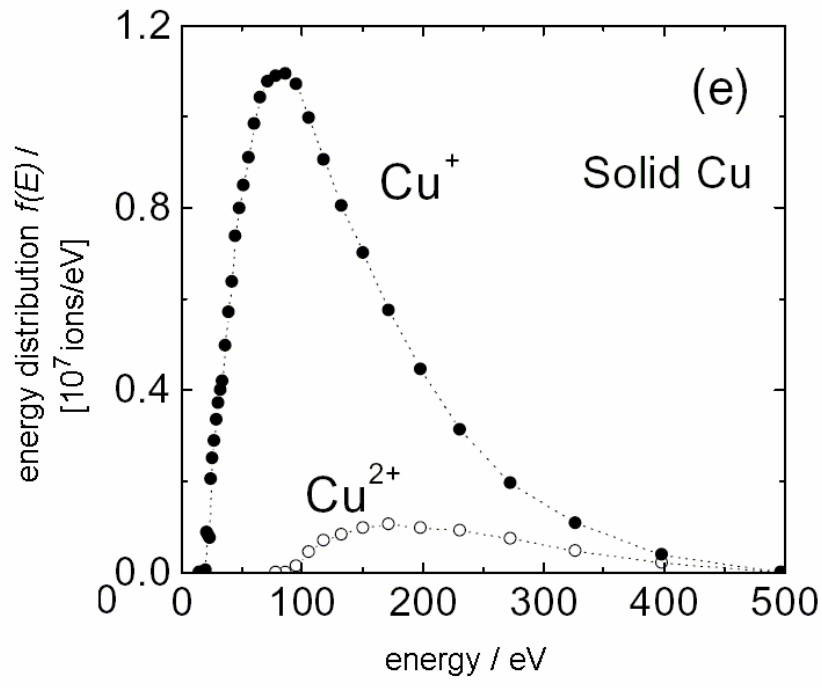


Abb. 2.5: *Verteilungsfunktion der Ionen in Abhängigkeit von der kinetischen Energie. Ermittelt wurden die Werte durch TOF-Messungen bei der Ablation von Kupfer. Es wurde ein ArF-Laser (λ=193nm) bei einer Energiedichte von 6 J/cm^2 verwendet [Fra99].*

Die Abbildung 2.5 zeigt eine detaillierte Analyse der Energieverteilung für verschiedene Spezies von Franghiadakis et al. bei der Laserablation von Kupfer (ArF-Excimer-Laser) [Fra99]. Untersucht wurde die Verteilung der kinetischen Energien von Cu^+- und Cu^{2+}-Ionen, die man bei der Ablation mit einer mittleren Energiedichte von 6J/cm^2 erhält. Die Verteilungsfunktion zeigt eine wahrscheinlichste Energie der einfach positiv geladenen Kupferionen von ca. 100eV. Die relative Häufigkeit der zweifach geladenen Ionen beträgt ca. 1/5. Die kinetische Energie der Ionen nimmt mit zunehmendem Ionisationsgrad zu. Cole zeigte in TOF- Experimenten, dass die Abhängigkeit der kinetischen Energie von Fe^+-Ionen von der Energiedichte nur gering ist. Sie liegt bei etwa 100eV und nimmt zu hohen Laserfluenzen hin nur noch geringfügig (um ca. 15%) zu [Col97].

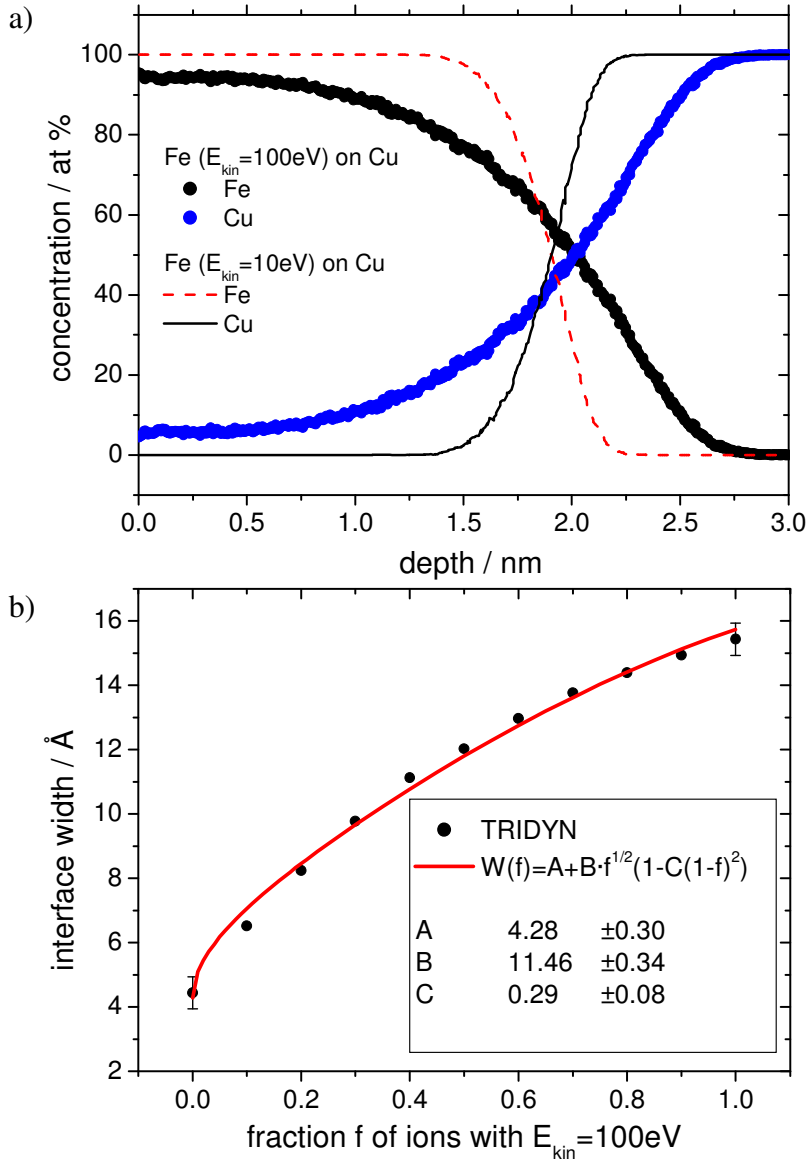


Abb. 2.6: *a) Mit TRIDYN berechnete Konzentrationsprofile für die Deposition von Fe auf einer Kupferunterlage mit E_{kin}=10eV bzw. E_{kin}=100eV. Die Null gibt die aktuelle Oberfläche, nach Deposition von 1,6·10^{16} Fe-Atomen/cm^2 an.*
b) Größe des durchmischten Bereichs (10-90at.%) in Abhängigkeit von dem relativen Anteil der 100eV (einfach ionisierten) Spezies.

Für die Simulation der Fe/Cu-Grenzfläche mit TRIDYN wurden deshalb zwei verschiedene Energien der auftreffenden Fe-Atome in der „Plume“ angenommen: 10eV für die Fe^0-Atome und 100 eV für die Fe^+-Ionen der Plume. Mit zunehmender Energiedichte am Target wird der Anteil an 100eV Fe^+-Ionen im Vergleich zu den Fe^0-Atomen erhöht. Eine Variation der Energiedichte erreicht man durch Verschiebung des prozentualen Anteils der einzelnen Spezies. *f* definiert im Folgenden den prozentualen Anteil an Ionen mit einer kinetischen Energie E_{kin}=100eV.

In Abbildung 2.6 a) sind beide Extremfälle für E_{kin}=10eV bzw. für E_{kin}=100eV dargestellt. In allen Fällen wurden $1{,}6 \cdot 10^{16}$ Eisenatome pro cm^2 simuliert. Bei den Ionen (das sind die Teilchen mit E_{kin}=100eV) ist der Bereich der Durchmischung offensichtlich deutlich größer als bei den Neutralteilchen (E_{kin}=10eV). An den jeweiligen Oberflächen beträgt die Eisenkonzentration 100at.%, die des Kupfers 0at.%. Der Bereich, in dem die Konzentration zwischen 10at.% und 90at.% liegt, wird als Durchmischungsbereich *W* definiert.

Führt man TRIDYN-Simulationen in Abhängigkeit vom prozentualen Anteil der Ionen mit jeweils E_{kin}=100eV durch, so kann der Durchmischungsbereich bei unterschiedlichen Energiedichten bestimmt werden. Das Ergebnis zeigt die *W(f)*-Kurve in Abbildung 2.6 b). Die Fehlerbalken ergeben sich aus einer Ableseunsicherheit von *W*.
An die Daten lässt sich eine Kurve der Form

$$W(f) = A + B \cdot f^{\frac{1}{2}}\left(1 - C(1-f)^2\right), \qquad (2.1)$$

A,B,C sind Anpassfaktoren,

anpassen (rot). Diese Anpassung lässt sich mit der Ausbildung einer Grenzfläche der Breite *W* durch den Ionenbeschuss erklären. Nach [Sig72] ist

$$W \propto \sqrt{\Phi}\,. \qquad (2.2)$$

Die Fluenz Φ, also die Anzahl von Ionen mit E_{kin}=100eV pro Einheitsfläche, ist proportional zum Anteil der höherenergetischen Ionen (100eV)

$$\Phi \propto f\,.$$

Die Neutralatome mit E_{kin}=10eV zeigen in der Verteilung der Eindringtiefen eine Gaußverteilung im Bereich von nur wenigen Å unterhalb der Oberfläche. Sie wachsen also bevorzugt auf der aktuellen Oberfläche auf. Deshalb ist die (durch die 10eV Neutralatome) aufgewachsene Schichtdicke

$$d \propto 1 - f\,.$$

Die aufwachsende Fe-Schicht schirmt aber die Grenzschicht vor dem Beschuss mit den Ionen (E_{kin}=100eV) ab. Daher, unter Annahme einer Gauß-Verteilung der Eindringtiefe der 100eV-Fe^+-Ionen mit Varianz σ^2, ist die Fluenz um den Faktor $e^{-d^2/2\sigma^2}$ reduziert, also

$$\Phi \propto f \cdot e^{-d^2/2\sigma^2}\,. \qquad (2.3)$$

Berücksichtigt man diese Proportionalitäten so wird 2.2 zu

$$W = A + B \cdot \sqrt{f} \cdot e^{-(1-f)^2/4\sigma^2}\,.$$

Entwickelt man die Exponential-Funktion nach Taylor, so ergibt sich in erster Näherung der Zusammenhang in Gl. 2.1.

Die Betrachtungen erlauben als Abschätzung, dass bei der Deposition von Fe auf eine Cu-Schicht bei einer Energiedichte knapp oberhalb der Ablationsschwelle (ca. 4,2J/cm^2) ein Durchmischungsbereich von ca. 0,4nm auftritt. Bei mittleren Laserfluenzen (ca. 10J/cm^2) ist von ca. 1,2nm auszugehen. Bei noch höheren Fluenzen sind ca. 1,5nm der Grenzschicht durchmischt.

Chemische Aspekte wie die Mischungsenthalpie wurden hier nicht betrachtet. Diese können eine Interdiffusion begünstigen. Die Betrachtungen sind für eine Abschätzung der Grenzflächendurchmischung von Systemen mit einer positiven Mischungsenthalpie geeignet. Außerdem ist die Definition des 10-90 at.%-Bereichs als durchmischtes Gebiet willkürlich und nicht für alle physikalischen Probleme geeignet.

In Zusammenarbeit mit M. Krieger wurde an dem Materialsystem Cu/Co ($H_{mix}>0$) eine detaillierte Analyse durchgeführt. Der Durchmischungsbereich aus diesen Simulationen ist mit $0{,}4nm \leq W \leq 1.4nm$ dem von Fe/Cu ziemlich ähnlich. Die Daten wurden mit Messungen der Leitfähigkeit während der Deposition verglichen. Diese ermöglichten ebenfalls eine Abschätzung des Durchmischungsbereichs. Der ermittelte Wert bei einer Energiedichte von 12,3J/cm^2 stimmte gut mit dem Wert bei einem Anteil f=70% an den einfach ionisierten Ionen überein. Kleinere Energiedichten von 7-10 J/cm^2 passten zu dem Wert mit einem Anteil von ca. 50-60% [Kri04b].

Die Betrachtungen in diesem Abschnitt zeigen, dass bei der Laserablation durch die Energiedichte am Target, die kinetisch bedingte Durchmischung von Grenzflächen systematisch beeinflusst werden kann.

2.2 Präparation von dünnen Niobschichten

Ein Bestandteil der in Kapitel 4 diskutierten Ferromagnet/Supraleiter (FM/SL)-Multilagen, sind dünne Niob-Schichten (d=20-40nm). In diesem Kapitel wird das Wachstum dieser supraleitenden Schichten mit Hilfe der Laserablation untersucht. Um die in Kapitel 4 diskutierten Effekte zu beobachten, ist aus messtechnischen Gründen eine möglichst hohe kritische Temperatur T_c der dünnen Niobschicht notwendig. Die Wachstumsbedingungen mussten dahingehend optimiert werden.

Bei dünnen supraleitenden Schichten, die von normalleitenden Schichten umgeben sind, ist die kritische Temperatur T_c reduziert. Liegt die Schichtdicke im Bereich der Ginsburg-Landau-Kohärenzlänge ξ und darunter, so beeinflusst die Oberfläche selbst die kritische Temperatur T_c. Sie wirkt symmetriebrechend, d. h. die elektronische Zustandsdichte der Cooperpaare muss in einer oberflächennahen Schicht a gegen Null gehen [Coo61, Wol76]. Entsprechendes gilt von der Unterseite, wo das isolierende Substrat die Supraleitung in der darüber liegenden Schicht beeinflusst [Str70].

Ist die hinreichend dünne, supraleitende Schicht außerdem mit einem Metall bzw. einem Ferromagneten in Kontakt, so tritt ein Proximity-Effekt auf. Die Cooperpaarwellenfunktion dringt dabei in die benachbarte Schicht ein; die Amplitude wird exponentiell gedämpft. Der Proximity-Effekt an Ferromagnet/Supraleiter-Systemen wird in Kap. 4.2 diskutiert. Die kritische Temperatur T_c des Schichtpaketes ist im Vergleich zu der des „ungestörten“ Supraleiters reduziert.

Kristallbaufehler im Niob sowie der Einbau von Fremdatomen führen ebenso zu einer Reduktion von T_c.
Camerlingo untersuchte die Leitfähigkeit oberhalb und unterhalb T_c von systematisch gestörter Niobkristalle (durch Ionenimplantation) [Cam85]. Für (Bulk)-Proben mit $\rho<\rho_0$=50μΩcm (ρ_0 spezifischer Widerstand oberhalb T_c) kann ein einfacher Zusammenhang der Form

$$\frac{dT_c}{d\rho} \sim 0{,}10\frac{K}{\mu\Omega cm} \tag{2.4}$$

angegeben werden. Die kritische Temperatur T_c zeigt eine starke Empfindlichkeit auf den Anteil an Fremdatomen. Mit beispielsweise zunehmender Oxidation ist T_c reduziert (~0.93K/at.%(O_2) [DeS63]). In der zitierten Arbeit findet man außerdem den Einfluss auf T_c durch den Einbau anderer Restgasatome.

Es sind also eine Reihe von Einflüssen auf die kritische Temperatur dünner Niobschichten zu berücksichtigen.

2.2.1 T_c in Abhängigkeit von der Schichtdicke

Niob hat die höchste kritische Temperatur ($T_{c,0}$ ~9,288K) aller Element im Periodensystem (Wert aus [Koe00]). An aufgesputterten, hochqualitativen Niobschichten wurde von Wolf et al. gezeigt, dass T_c bei einer Schichtdicke d>200nm diesen „Bulk"-Wert erreicht [Wol76]. Für dünnere Schichten ist die kritische Temperatur jedoch reduziert. Es wird diskutiert, ob dabei der Einfluss des Substrates bzw. der Oberfläche dominierend ist (vgl. [Str70]).

Wesentlicher Parameter für den Einfluss der Oberfläche ist die bereits erwähnte Dicke a der Oberflächenschicht, in der die Zustandsdichte der Cooperpaare auf Null zurück geht und die Supraleitung zerstört wird. a sollte in der Größenordnung des Gitterparameters (3,3Å) liegen. Das supraleitende „Gap" $\Delta(0K)$ zeigt einen exponentiellen Zusammenhang mit der Schichtdicke d und dem Parameter a [Coo61]. Ist d kleiner als die Kohärenzlänge ($\xi_{Nb}(0K)$~30nm), kann die kritische Temperatur in Abhängigkeit von der Schichtdicke angegeben werden mit

$$T_c(d) = T_c(\infty)\, e^{\frac{-2a}{N(0)V \cdot d}} \quad \text{[Wol76]}, \qquad (2.5)$$
$$T_c(\infty) = T_{c,0} \text{ für Niob ~9,3K.}$$

$N(0)$ ist die Zustandsdichte pro Energieintervall für eine Spinsorte an der Fermikante; V ist das Potential der attraktiven Wechselwirkung. Für Niob findet man a= 5,5 Å und $N(0)V$=0,32 [Wol76]. Für dünne Niob-Schichten erhält man so eine Abschätzung für die kritische Temperatur T_c als Funktion der Schichtdicke d.
Die Abbildung 2.7 zeigt die $T_c(d)$-Kurve normiert auf $T_{c,0}$ berechnet nach Gleichung 2.5.

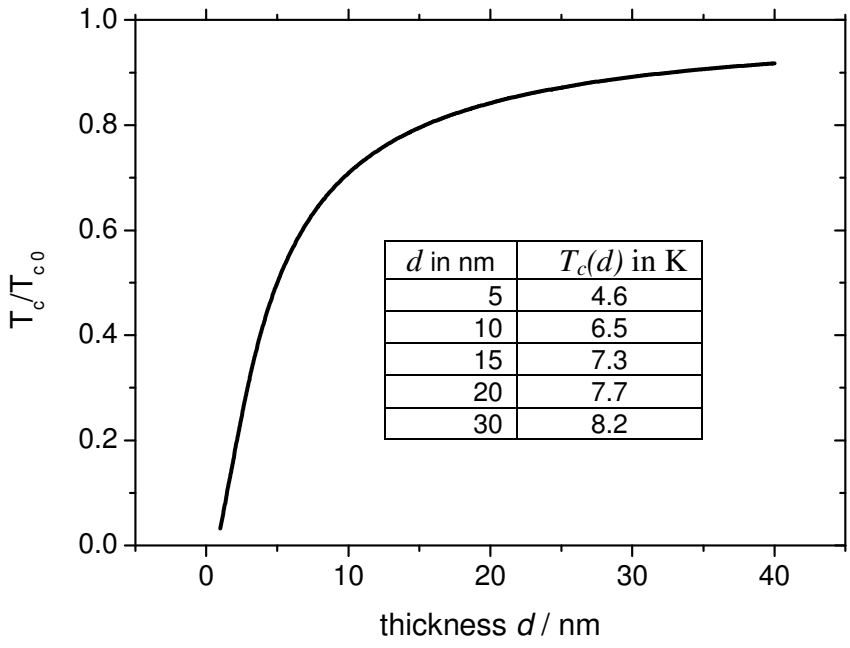


Abb. 2.7: *Kritische Temperatur T_c dünner Niob-Schichten in Abhängigkeit von der Schichtdicke. Im Inset ist eine Tabelle für einige Schichtdicken abgebildet.*

2.2.2 Einfluss des Substrates

Zunächst wurden Niobschichten mit großer Dicke auf verschiedene Substrate deponiert. Ziel war die Abschätzung der maximal erreichbaren kritischen Temperatur der mit Laserablation (bei Raumtemperatur) hergestellten Niob-Schichten. Höhere Temperaturen des Substrates während der Deposition wurden nicht gewählt. Dies würde später bei der Herstellung von Multilagen (siehe Kap. 4) zu einer unerwünschten Interdiffusion der einzelnen Schichten führen. Epitaktisches Wachstum von Niob auf Saphir wird nur für eine Deposition bei höheren Temperaturen des Substrates bzw. nach einem sich der Deposition anschließenden Temperschritt beobachtet (vgl. [Wil01]). Epitaxie ist hier also nicht zu erwarten. In polykristallinen Proben ist die kritische Temperatur T_c reduziert [Cam85].
Es wurde eine Niobschicht der Dicke d=75nm auf einem vorbehandelten c-Saphir Substrat (1100°C, HF-Dip, [Käs03]) bei Raumtemperatur und einem Target-Substrat-Abstand von d_{TS}=30mm deponiert. Die Energiedichte des Lasers war bei diesen Experimenten mit ~16J/cm^2 maximal, wodurch auch die größtmöglichen Wachstumsraten (1,2nm/min) erreicht wurden. Bei den gewählten Schichtdicken sollte ein T_c von ca. 9K erreicht werden können.
Die Abbildung 2.8 zeigt die *R(T)*-Kurve der Schicht. Zum Vergleich wurde die Kurve einer Schicht der Dicke d=58nm, die mit gleicher Wachstumsrate auf ein (100)-Silizium Substrat deponiert wurde, mit dargestellt. Die *R(T)*-Kurven zeigen für die beiden verwendeten Substrate den gleichen Wert für die kritische Temperatur T_c=7,6±0,1K ($T_{c,mid}$-Wert). Der Restwiderstand $R(T>T_c)$ ist für den auf dem Silizium-Substrat abgeschiedenen Film höher, da dieser mit d=58nm auch wesentlich dünner ist. Das Restwiderstandsverhältnis *RRR* beträgt in beiden Fällen ungefähr 2,2. Dies ist im Vergleich zu epitaktischen Proben (mit *RRR* bis zu $9 \cdot 10^4$ [Koe00]) zwar gering, für laserablatierte polykristalline Filme jedoch charakteristisch. Die Abnahme von T_c mit zunehmendem Störgrad (höherem spezifischen Widerstand bzw. niedrigerem *RRR*) sind beim Niob hinlänglich bekannt (vgl. [Cam85]).

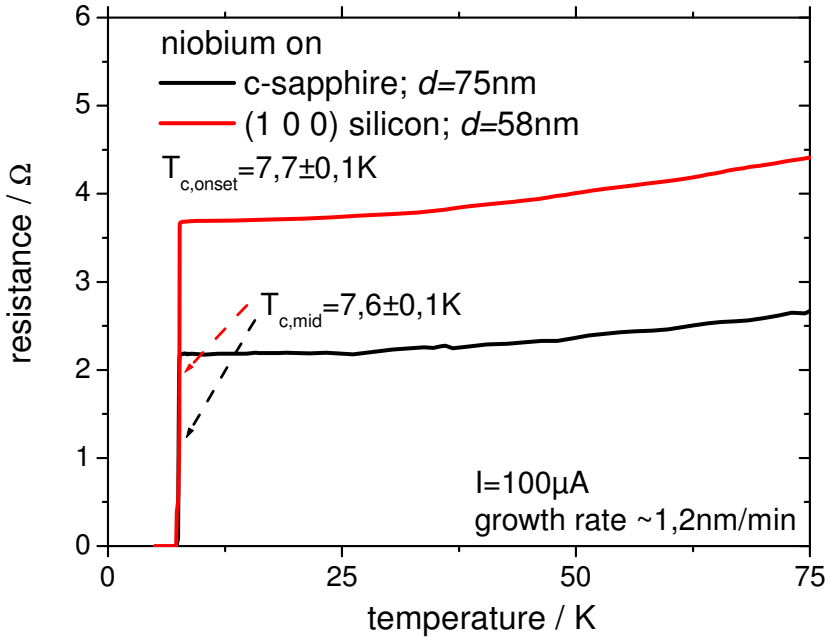
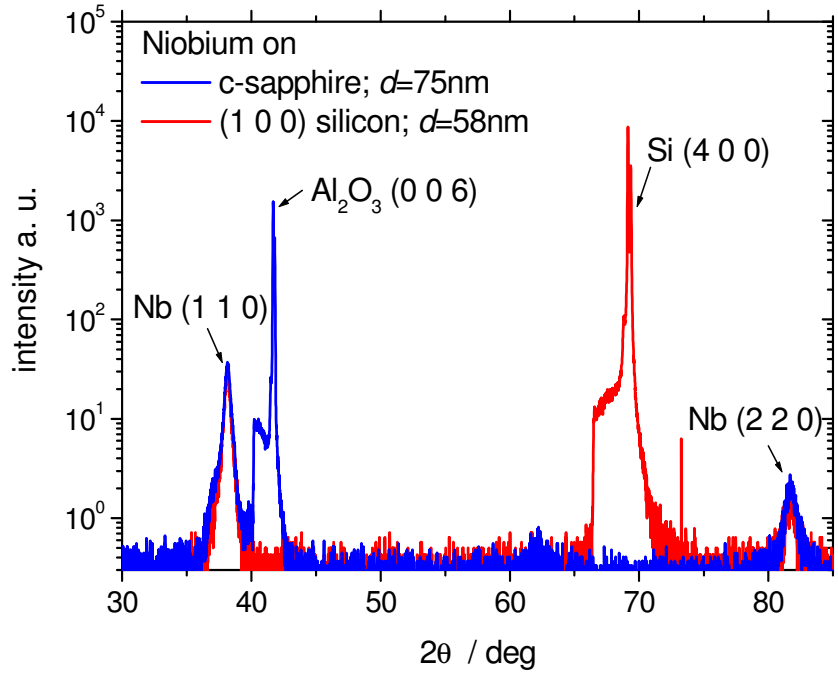


Abb. 2.8: *Vergleich der R(T)-Kurven zweier Niob-Filme. Deponiert wurde bei einer Energiedichte von 16J/cm^2 auf unterschiedliche Substrate (c-Saphir bzw. (100) Si). Die Wachstumsrate betrug jeweils 1,2nm/min.*

Die Abbildung 2.9a) zeigt die Ergebnisse der Röntgenbeugung an den beiden Proben (verwendetes Gerät: Phillips PW 1825/00; $\lambda(Cu\text{-}K_\alpha)=1{,}54\cdot10^{-10}$m). Neben den Reflexen der einkristallinen Substrate sind im 2θ/Ω-Scan die beiden Niobreflexe (Nb(110)- und Nb(220)-Reflexe) deutlich zu erkennen.

a)



b)

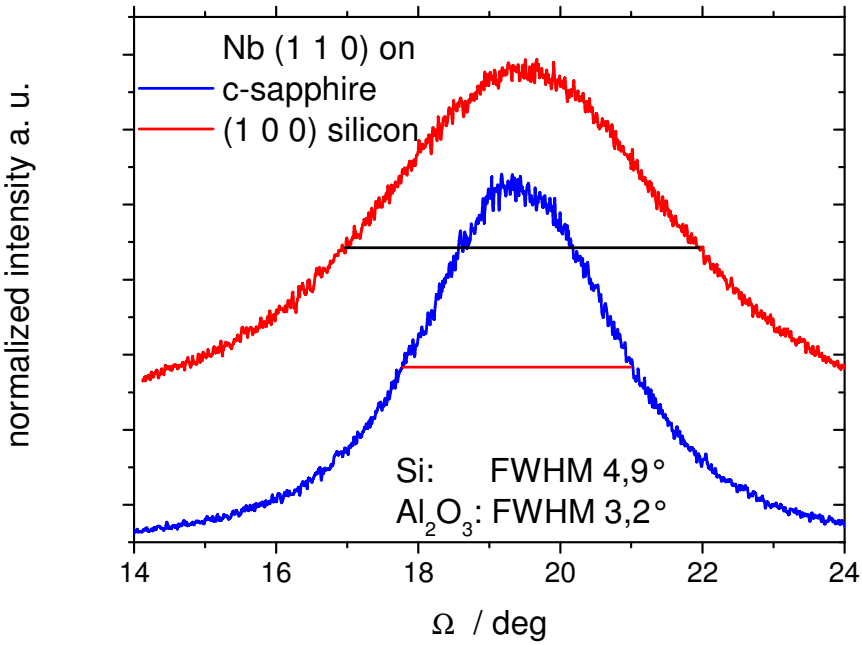


Abb. 2.9: *a) Vergleich der 2θ-Scans zweier Niob-Schichten auf einem c-Saphir bzw. Silizium-Substrat.*
b) Rocking-Kurven (Ω-Scan) des Niob (110)-Peaks der Proben aus a).

Die Halbwertsbreite des Nb(110)-Reflexes im 2θ/Ω-Scan liegt bei 0,35°. Somit kann die Korngröße nach Scherer (siehe [Cul75]) mit

$$d = \frac{0.9 \cdot \lambda_{Cu}}{B \cdot \cos \theta_B}, \qquad (2.6)$$

B ist die Halbwertsbreite im Bogenmaß,
$\lambda_{Cu} = 1{,}5405 \cdot 10^{-10}$m,
θ_B ist der Beugungswinkel,

mit etwa 24nm also ca. einem Drittel der Gesamtschichtdicke abgeschätzt werden.

Die Abbildung 2.9b) zeigt die Rockingkurve des Nb(110)-Reflexes an beiden Proben. Die Halbwertsbreite ist bei der Probe auf dem Saphirsubstrat mit 3,2° etwas geringer als auf dem Siliziumsubstrat mit 4,9°. D. h. die räumliche Verteilung der Kristallite auf dem Saphir-Substrat ist etwas weniger unregelmäßig als im Fall des Silizium-Substrates. Eine „in-plane“ Orientierung im Φ-Scan wurde nicht beobachtet.

Die Ergebnisse der Röntgenbeugung bestätigen, dass es sich bei den ablatierten Proben um polykristalline Niobfilme handelt, welche eine leichte Textur zeigen. Zusammenfassend ist der Einfluss des Substrates auf das Wachstum laserablatierter polykristalliner Niobschichten (bei Raumtemperatur) gering. Die kritische Temperatur wird kaum beeinflusst.

2.2.3 Einfluss der Wachstumsraten auf T_c

Für die FM/SL-Multilagen in Kapitel 4 wurden die Niobschichten zu Beginn der Untersuchungen 20nm dick gewählt. Deshalb wird hier der Einfluss der Wachstumsraten an Niobschichten dieser Schichtdicke untersucht. Die Proben wurden mit einer Deckschicht aus 5nm Gold zum Schutz vor Oxidation versehen.

Nach Abbildung 2.7 (siehe Tabelle im Inset) würde man bei Filmen höchster Qualität und der verwendeten Dicke eine kritische Temperatur von T_c~7,7K erwarten. Mit der Laserablation hergestellte Metall-Filme zeigen aufgrund ihrer Polykristallinität (siehe Diskussion der XRD-Spektren im vorherigen Kapitel) einen höheren spezifischen Widerstand bzw. ein kleineres Restwiderstandsverhältnis als die Filme höchster Qualität. Dies führt zu einer Erniedrigung der kritischen Temperatur [Cam85]. Außerdem sind die hier untersuchten Niobschichten mit einer dünnen Goldschicht abgedeckt, so dass T_c wegen des Proximity-Effektes zusätzlich reduziert sein muss.

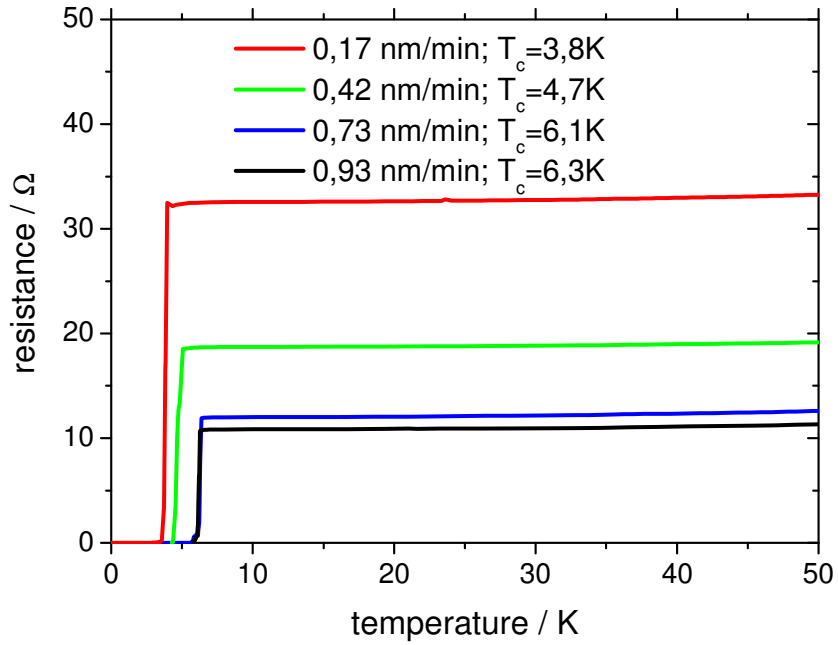


Abb. 2.10: *Vergleich der R(T)-Kurven für verschiedene Wachstumsraten (bzw. verschiedene Energiedichten). Bei allen Proben wird eine Niobschicht der Dicke d=20nm auf ein Siliziumsubstrat deponiert. Die Proben sind mit einer Gold-Schicht (5nm) abgedeckt.*

Energiedichte in J/cm^2	Nb-Rate[2)] in nm/min	$T_{c,mid}$ in K	R(T=10K) in Ω	RRR $R(300K)/R(9{,}5K)$
5,0	0,17	3,8	32,7	1,20
7,5	0,42	4,7	18,7	1,20
11,0	0,73	6,1	12,0	1,55
13,0	0,93	6,3	10,8	1,70

Tabelle 2.3: *Vergleich der Wachstumsraten und der kritischen Temperatur T_c der Niob-Schichten aus Abbildung 2.10.*

[2)] Der Abstand zwischen Target und Substrat beträgt auch hier (d_{TS}= 30mm).

Die Abbildung 2.10 zeigt die *R(T)*-Kurven für verschiedene Wachstumsraten. T_c ist im Vergleich zu den wesentlich dickeren Niobschichten in Kap 2.2.2 deutlich reduziert.

Die Tabelle 2.3 zeigt die Parameter der Kurven aus Abb. 2.10 im Überblick. Offensichtlich nimmt die kritische Temperatur mit zunehmender Wachstumsrate zu. Bei einer Energiedichte von 5,0J/cm^2 knapp oberhalb der Ablationsschwelle beträgt die Depositionsrate 0,17nm/min und T_c ist mit nur 3,8K relativ klein. Bei einer hohen Energiedichte von 13J/cm^2 nimmt die Wachstumsrate auf 0.93nm/min zu, wobei eine kritische Temperatur von 6.3K erreicht wird. Diese ist im Vergleich zu Filmen höchster Qualität (T_c=7,7K) deutlich reduziert (vgl. Abb. 2.7).

Interessanterweise zeigen die Trends mit zunehmender Wachstumsrate sowohl im Restwiderstand (bei T=10K) als auch im Restwiderstandsverhältnis eine verbesserte Kristallqualität an. Der steigende Anteil höher energetischer Ionen bei höherer Energiedichte verschlechtert die Kristallqualität also nicht. Ursache für die verbesserte Kristallqualität und letztlich die höhere kritische Temperatur dürfte der verminderte Einbau von Restgasatomen sein. Die Arbeit von DeSorbo diskutiert den Einfluss von Verunreinigungen in Niobschichten auf T_c [DeS63]. Demnach nimmt die kritische Temperatur stark mit ungefähr ~0,93K pro at. % (Sauerstoff) ab.
Eine Restgasanalyse zu Beginn der Ablation zeigt einen Partialdruck des Sauerstoffs von $p_{O2}<10^{-9}$mbar und des Wassers von $p_{H2O}<10^{-8}$mbar [Ste01]. Wasser macht trotz des Ausheizens der UHV-Kammer den wesentlichen Teil des Restgases aus. Durch die Laserbestrahlung kann das Wasser in Sauerstoff und Wasserstoff dissoziieren und so zur Oxidation des Niobs beitragen. Die Experimente zeigten, dass mit zunehmender Depositionsdauer (ca. 10min) der Partialdruck sowohl des Sauerstoffs als auch des Wassers um ca. eine Größenordnung auf ein Minimum abnimmt („Getterwirkung“). Äußerst wichtig war deshalb, vor der Niobdeposition das Target 10-20min vorzuablatieren.
Die mögliche Oxidation während der Deposition kann unter diesen Bedingungen (Rate: 1nm/min, $p_{O2}<10^{-9}$mbar) mit kleiner als 0,5% abgeschätzt werden (siehe Anhang A). Für die kritische Temperatur ist deswegen eine Reduktion von ca. 0,5K zu erwarten [DeS63]).

Fazit:
Bei Raumtemperatur laserablatierte Niobschichten sind polykristallin. Der Einfluss des Substrates auf T_c ist gering. Für Proben mit hoher Schichtedicke erreicht man T_c=7,6K. Niobfilme der Dicke 20nm zeigen eine kritische Temperatur von bis zu 6K. T_c hängt dabei stark von der Depositionsrate ab. Mit zunehmender Energiedichte und damit zunehmender Wachstumsrate nimmt die kritische Temperatur zu. Eine möglichst gleich bleibend hohe Energiedichte ermöglicht so eine reproduzierbar gute Schichtqualität.

3. GMR in Spinventilen mit einer a-Fe_xB_{100-x}-Sensorschicht

Amorphes FeB zählt zu den Materialsystemen, die aufgrund ihres weichmagnetischen Charakters in der Sensorik von Interesse sein könnten. Vor allem in Computer-Festplatten werden solche Materialien als Sensor im Lesekopf benötigt.
Die Abb. 3.1 skizziert die prinzipielle Funktionsweise einer Festplatte mit einem auf dem so genannten GMR-Effekt (**G**iant **M**agneto **R**esistance) basierenden Lesekopf (rot). Die einzelnen Bits sind Bereiche konstanter Magnetisierung. Sie sind auf radialen Bahnen, den Spuren der Festplatte, angeordnet. Die Platte rotiert unter dem Schreib- bzw. Lesekopf hinweg (einige 10nm).

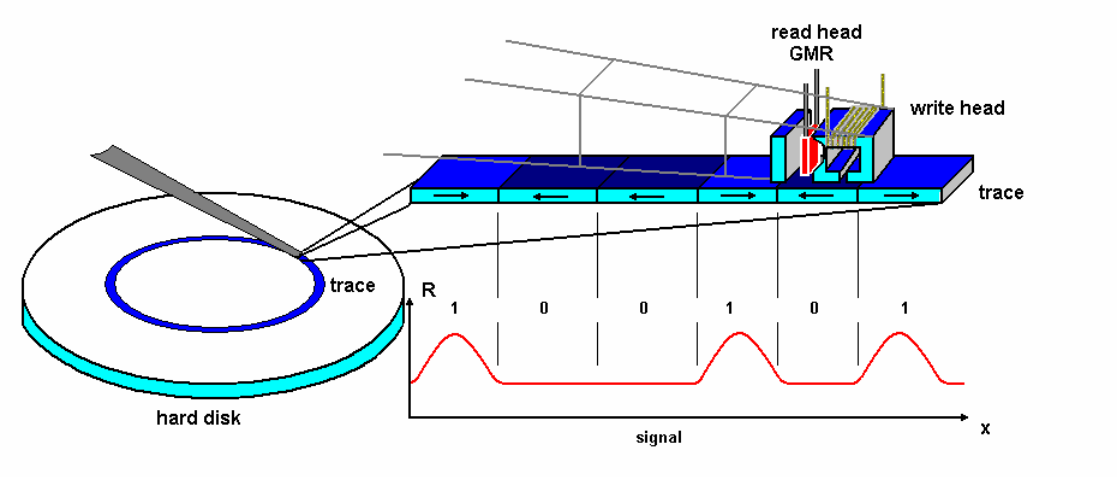
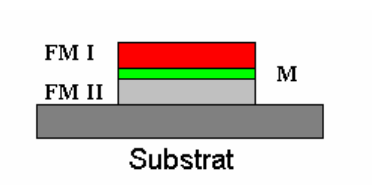


Abb. 3.1: *Prinzipieller Aufbau und Funktionsweise einer Festplatte mit einem GMR-Lesekopf.*

In Abb. 3.2 ist der schematischen Aufbau eines Spinventils gezeigt. Zwei Ferromagnete (FM I und FM II) unterschiedlicher Koerzitivfeldstärke sind von einer wenige nm dicken Zwischenschicht aus einem nichtmagnetischen Metall (M) voneinander getrennt. Ein solches Schichtpaket kann eine starke, vom Magnetfeld abhängige Änderung des elektrischen Widerstandes, den GMR aufweisen [Bai88, Bin89]. Der zugehörige magnetfeld-abhängige Widerstand ist in Abb. 3.2 rechts dargestellt. Bei antiparalleler Orientierung der Magnetisierungen wird ein Maximum, bei paralleler Orientierung ein Minimum im Widerstand erreicht.



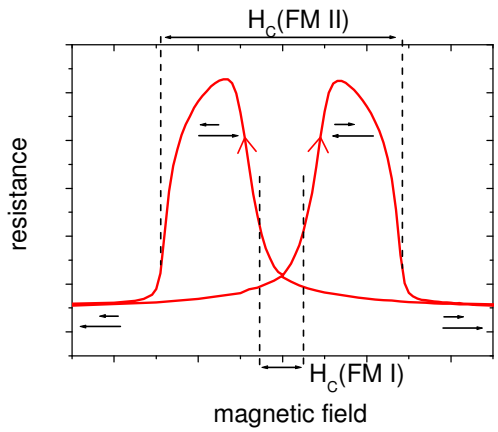


Abb. 3.2:
Links: *Schematischer Schichtaufbau eines Spinventils, das im Magnetotransport einen GMR-Effekt zeigt.*
Rechts: *Zugehörige magnetfeldabhängige Widerstandskurve.*

Beim Auslesen der Information einer Festplatte ist die Orientierung der Magnetisierung in der weichmagnetischen Sensorschicht (FMI) entscheidend. Sie muss sich parallel, d. h. in die Richtung der Magnetisierung der Bit-Bereiche orientieren. Diese kann parallel oder antiparallel zu der Orientierung des Hartmagneten (FMII) sein. Der elektrische Widerstand des Schichtsystems ist für die beiden Fälle unterschiedlich. Damit können die beiden Einstellungen eines Bits elektronisch ausgewertet werden.
Mit weiter zunehmender Speicherdichte der Festplatten (gegenwärtig ca. 100 GBytes/in^2) steigen die Anforderungen an die verwendeten Materialien. Es werden Materialien als Speichermedium benötigt, die eine hohe magnetokristalline Anisotropie zeigen, so dass der magnetische Bereich eines Bits immer weiter verkleinert werden kann und bei Raumtemperatur eine stabile Magnetisierung aufweist (Grenze: superparamagnetisches Limit). Zum anderen müssen die Schreib- bzw. Lesesensoren daran angepasst werden. Speziell bei Lesesensoren muss die Koerzitivfeldstärke der weichmagnetischen Sensorschicht verringert bzw. die Empfindlichkeit $\Delta R/H$ gesteigert werden, damit der Sensor auf immer kleinere Felder und somit kleinere Bitbereiche empfindlich reagieren kann. Der Trend geht in Richtung komplexer Kompositmaterialien, für deren Herstellung die Laserablation geradezu prädestiniert ist.

In diesem Kapitel wird die Herstellung und Verwendung dünner amorpher Eisen/Bor-Schichten (a-FeB) in Spinventilen (engl. „spin valve“) diskutiert.
Nach einer allgemeinen Einführung in den GMR-Effekt und anderer in dieser Arbeit auftretenden Magnetotransporteffekte (Kap. 3.1), wird in Kapitel 3.2 zunächst gezeigt, dass die Laserablation die Bildung amorpher ferromagnetischer Eisenborlegierung (a-FeB) über einen großen Konzentrationsbereich (13-85at%Fe) erlaubt. Dies ermöglicht die Herstellung und Charakterisierung von Spinventilen mit einer amorphen magnetischen Sensorschicht unterschiedlicher Stöchiometrie. Der spezifische Widerstand ρ und die Sättigungs-magnetisierung M_S können über die Stöchiometrie der Legierung gezielt eingestellt werden.
In Kapitel 3.3 wird die Herstellung von Spinventilen mit der Laserablation prinzipiell gezeigt. Dies ist nicht offensichtlich, denn die hohe kinetische Energie (E_{kin}~100eV, vgl. Kap 2) ist für die Deposition geschlossener ultradünner Schicht (ca. 3nm) eher von Nachteil. Bei anderen Depositionstechniken (MBE E_{kin}~1eV, Sputtern E_{kin}~10eV) ist dies einfacher, da die geringeren kinetischen Energien eine Grenzfläche weniger stark durchmischen.
Die Spinventile mit einer Sensorschicht aus a-FeB sollten so auf die jeweiligen Anforderungen abgestimmt werden können. Im Wesentlichen sind dies die absolute Magnetfeld-Empfindlichkeit und die davon zu unterscheidende Empfindlichkeit des elektrischen Widerstands auf eine Magnetfeldänderung $\Delta R/H$. Erstere definiert die Feldstärke, bei der eine Zunahme des elektrischen Widerstandes einsetzt, also ~$H_c(FMI)$. Letztere ist ein Maß für die Änderung von R mit H im Bereich des „Schaltens“ (Steilheit der R-Zunahme). Des Weiteren sollten der spezifische Widerstand, das GMR-Verhältnis und der Schaltbereich (Magnetfeldbereich mit antiparalleler Orientierung der Magnetisierungen in beiden Ferromagneten) des Spinventils einstellbar sein.
Das Kapitel 3.4 fasst die wesentlichen Ergebnisse noch einmal zusammen.

3.1 Grundlagen magnetoresistiver Effekte

Unter konventionellem Magnetotransport versteht man den Einfluss eines äußeren Magnetfelds auf den Stromtransport. Die Ladungsträger erfahren in einem Magnetfeld eine Lorentzkraft. Bei nichtmagnetischen Metallen führt die Zunahme des Magnetfelds im Allgemeinen zu einer Erhöhung des elektrischen Widerstands. Dies bezeichnet man als den positiven oder normalen Magnetowiderstand (MR).
Der positive MR folgt der so genannten Kohler-Regel in der Feldabhängigkeit

$$f\left(\frac{\vec{B}}{R_0}\right) = \frac{\Delta R}{R_0} = \frac{R_B - R_0}{R_0} \tag{3.1}$$

R_0 elektrischer Widerstand ohne Magnetfeld,
R_B elektrischer Widerstand in einem Magnetfeld $\vec{B}$ [Fer99].

Die Funktion *f* hängt vom jeweiligen Material und dem Magnetfeld ab [Zim63]. Es ist

$$\vec{B} = \mu_0\left(\vec{H} + \vec{H}_D + \vec{M}\right). \tag{3.2}$$

$\vec{H}$ ist das angelegte Magnetfeld, $\vec{H}_D$ das Entmagnetisierungsfeld aufgrund der Probengeometrie und $\vec{M}$ ist die Magnetisierung der Probe [Fer99]. Der normale MR in den vorliegenden polykristallinen oder amorphen Proben ist klein im Vergleich zu den anderen beobachteten Magnetotransporteffekten.

In bestimmten Fällen kann der elektrische Widerstand in einem zunehmenden Magnetfeld auch abnehmen. Solche negativen magnetoresistiven Effekte treten in Multilagensystemen auf. Sie sind üblicherweise weit größer als der positive Magnetowiderstand und von besonderem technologischem Interesse. Zu nennen sind der Riesenmagnetowiderstand GMR, der Tunnelmagnetowiderstand TMR und der kolossale Magnetowiderstand CMR. In der vorliegenden Arbeit wird der GMR-Effekt an Schichtsystemen näher untersucht.

3.1.1 Riesenmagnetowiderstand (GMR)

Im Gegensatz zum konventionellen Magnetotransport ist der Riesenmagnetowiderstand quantenmechanischer Natur.
1986 entdeckte Grünberg et al. (mit magnetfeldabhängigen Lichtstreuexperimenten) die antiferromagnetische Kopplung zweier magnetischer Schichten aus Eisen über eine nicht magnetische Metallschicht aus Chrom [Grü86]. Als Folge dieser Kopplung orientieren sich die Magnetisierungsvektoren in den Ferromagnetschichten relativ zueinander. Bei so genannter ferromagnetischer Kopplung liegen die Magnetisierungsvektoren in den Ferromagneten parallel, bei antiferromagnetischer Kopplung entsprechend antiparallel.
Parkin et al. zeigte später, dass diese Kopplung mit der Zwischenschichtdicke langreichweitig, gedämpft oszilliert [Par90]. Zwischen der abwechselnden antiferromagnetischen und ferromagnetischen Kopplung tritt sogar eine 90°-Kopplung auf. Die Vektoren der Magnetisierungen in aufeinander folgenden Ferromagnetschichten stehen dabei senkrecht zueinander. Die Abbildung 3.3 zeigt die Sättigungsfeldstärke H_S verschiedener $(FeCr)_N$-Multilagen. Sie ist ein Maß für die Kopplungsstärke der beiden Ferromagnetschichten. Es wurde die Dicke der Chrom-Schichten und deren Anzahl variiert. Liegt eine antiferromagnetische Kopplung vor, so ist die Sättigungsfeldstärke maximal. Beispielsweise wird bei einer Dicke der Cr-Zwischenschicht von etwa 0,9nm eine Sättigungsfeldstärke von ca. 17kOe[3)] beobachtet. Hier liegt das erste antiferromagnetische Maximum der Kopplung über eine Cr-Schicht.

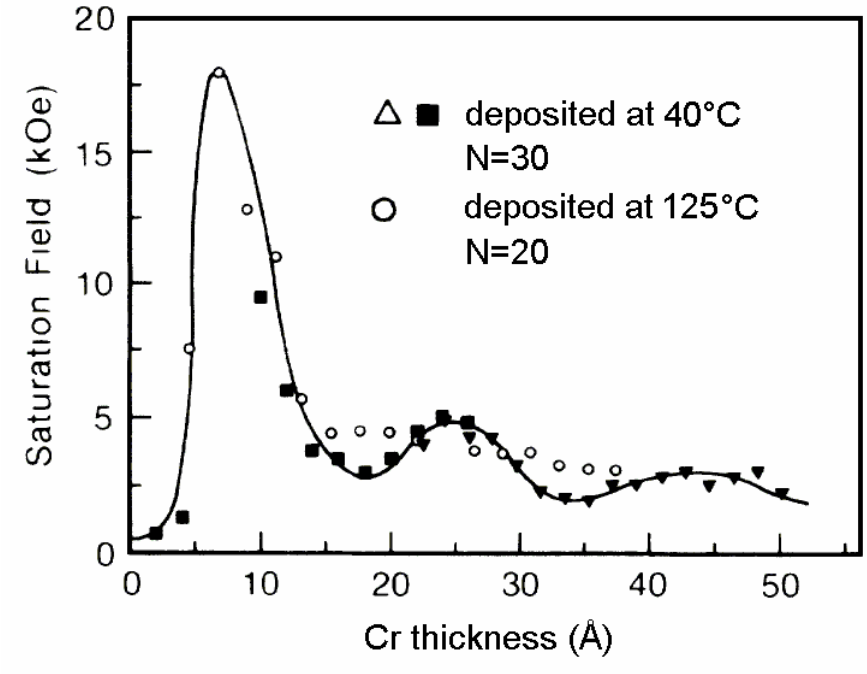


Abb. 3.3: *Sättigungsfeldstärke verschiedener $(FeCr)_N$-Multilagen als Funktion der Cr-Schichtdicke (aus [Par90]).*

[3]) Die Einheit der magnetische Flussdichte *B* im SI-System ist das Tesla [T=Vs/m^2]. Man findet oft noch die im cgs-System verwendete Einheit Gauß [G]. 1T entspricht dabei 10^4 G. Die SI-Einheit für die magnetische Feldstärke *H* ist das A/m. In den meisten Veröffentlichungen und bei den meisten Geräten wird noch die cgs-Einheit Oe verwendet. Dies wird aus Gründen der Vergleichbarkeit in dieser Arbeit auch so beibehalten. 1A/m sind $4\pi \cdot 10^{-3}$Oe bzw. 1Oe sind 79,6A/m.

Der GMR-Effekt wurde von den beiden Gruppen um Grünberg et al. [Bin89] und Fert et. al 1988 [Bai88] in antiferromagnetisch gekoppelten $(FeCr)_N$-Multilagen fast zeitgleich entdeckt. Abbildung 3.4 zeigt den gemessenen elektrischen Widerstand R normiert auf den Wert im Nullfeld in Abhängigkeit von einem angelegten Magnetfeld (bei T =4,2K). Es wurde sowohl die Anzahl der gesputterten Multilagen als auch die Schichtdicke des Chroms variiert.

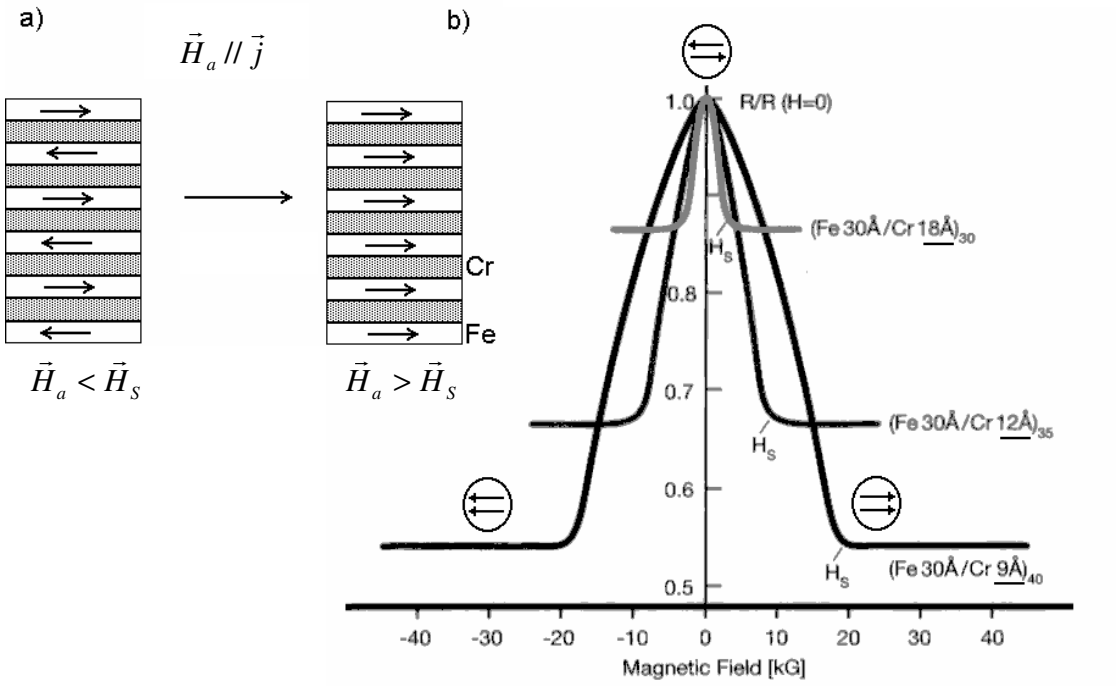


Abb. 3.4: *a) Schematische Darstellung der Fe (001)/Cr(001)-Multilagen.*
b) elektrischer Widerstand in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld (bei T =4,2K) (aus [Bai88]).

Der Stromtransport erfolgt in **CIP** (**c**urrent **i**n **p**lane)-Geometrie, d. h. Stromdichte und Schichten sind parallel orientiert. Ohne Magnetfeld, d. h. bei antiferromagnetischer Ausrichtung der Magnetisierungsvektoren ist der elektrische Widerstand maximal $R(\uparrow\downarrow)$. Die Kurve bei einer Cr-Dicke von 0,9nm, das entspricht dem ersten antiferromagnetischen Maximum der Zwischenschichtkopplung zeigt den größten Effekt, wobei hier auch die Zahl der Doppellagen am höchsten ist. Mit ansteigendem Magnetfeld orientieren sich die Domänen in den Eisenschichten zunehmend in Richtung des äußeren Feldes H_a. Der elektrische Widerstand nimmt ab (negativer Magnetowiderstandseffekt!) bis in der ferromagnetischen Orientierung (für Feldstärken oberhalb der Sättigungsfeldstärke H_S) ein Minimum im Widerstand $R(\uparrow\uparrow)$ erreicht wird.

Das GMR-Verhältnis wird definiert als

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(\uparrow\downarrow) - R(\uparrow\uparrow)}{R(\uparrow\uparrow)} > 0. \qquad (3.3)$$

Mit zunehmender Cr-Dicke nimmt der GMR ab, weil damit auch die Zwischenschichtkopplung geringer wird. Mit steigender Anzahl an Multilagen nimmt der Effekt zu [Bai88].
Es wird noch gezeigt, dass eine antiferromagnetische Zwischenschichtkopplung keine notwendige Vorraussetzung ist, um einen GMR-Effekt zu beobachten. Zunächst wird für ein besseres Verständnis das Zweistrommodell des Riesenmagnetowiderstandseffektes erläutert.

3.1.2 Zweistrom-Modell zur Beschreibung des GMR

Der Ferromagnetismus ist ein typisches kollektives Phänomen der Elektronen, das nur bei Festkörpern auftritt. Der Band- oder itinerante Magnetismus beruht auf einer spontanen Aufspaltung der Energiebänder für „spin up“- und „spin down“-Elektronen. Das Pauliprinzip fordert eine asymmetrische Gesamtwellenfunktion des Elektronensystems. Betrachtet man ein Elektron mit „spin up“, kann ein zweites „spin up“-Elektron nie in den drei verbliebenen anderen Quantenzahlen (n,l,m) übereinstimmen. Soll der Spin des zweiten Elektrons parallel ausgerichtet sein, so muss es in ein unbesetztes Niveau oberhalb der Fermikante angehoben werden; dies erfordert jedoch Energie. Allerdings wird bei der Parallelstellung des Spins des zweiten Elektrons auch dessen Coulombabstoßung verringert (Austauschloch). Bei den 3d-Übergangsmetallen ist dieser Energiegewinn größer als die Energie, die für die Parallelstellung benötigt wird. Das Resultat ist eine spontane Magnetisierung.

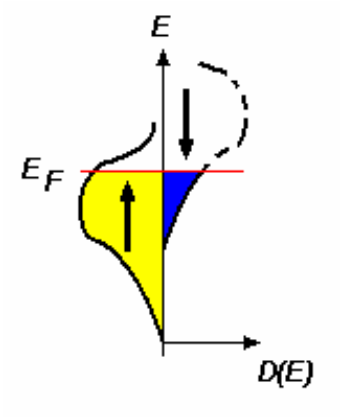


Abb. 3.5:
Schematische Darstellung der Zustandsdichte des 3d-Bandes in einem Ferromagneten.

Die Energiebänder für „spin up“- und „spin down“-Elektronen sind gegeneinander um die so genannte Austauschenergie (Größenordnung ~1eV) verschoben und schneiden deshalb die Fermikante an unterschiedlichen Stellen (siehe Abb. 3.5). Neben der Nettomagnetisierung existiert damit aufgrund der unterschiedlichen Bandbesetzung eine unterschiedliche Zustandsdichte $D(E_F)$ für die beiden Spinpolarisationen an der Fermikante.

Nach Mott kann der Stromtransport in einem Ferromagneten als eine Parallelschaltung der beiden stromführenden Pfade der „spin up“- und „spin down“-Elektronen betrachtet werden (Zweikanalmodell) [Mot64]. Die Abb. 3.6 zeigt schematisch den spinabhängigen Elektronentransport in einem Spinventil senkrecht zu den Schichten. Die zwei ferromagnetischen Schichten (FM I und FM II) sind durch eine metallische Zwischenschicht (M) voneinander getrennt.

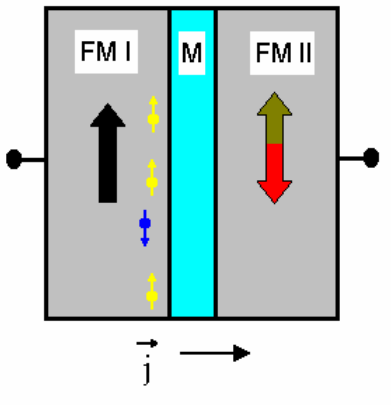


Abb. 3.6:
Darstellung eines Spinventils zur Beschreibung des GMR-Effekts im Zweikanalmodell. Der Stromtransport findet senkrecht zur Schicht statt (so genannte CPP-Anordnung).

Damit ein GMR-Effekt beobachtet werden kann, müssen die Streuraten der zum Transport beitragenden Elektronen ($E \sim E_F$), je nach Orientierung ihres Spins relativ zur Magnetisierungsrichtung in der ferromagnetischen Schicht, unterschiedlich sein. Die reziproken Streuzeiten sind proportional zu den entsprechenden spezifischen Widerständen.

In Metallen tragen im Wesentlichen nur die Elektronen in der Nähe der Fermikante E_F den elektrischen Strom. Bei den ferromagnetischen Übergangsmetallen (Fe, Co) sind das die 4s und 3d Elektronen. 4s Elektronen besitzen eine geringere effektive Masse als 3d Elektronen und damit eine höhere Mobilität. d-Elektronen besitzen hingegen an der Fermikante E_F eine höhere Zustandsdichte als s-Elektronen. Die 4s Elektronen des ersten Ferromagneten (in Abb. 3.7) können nun in freie 4s- oder 3d-Zustände rechts gestreut werden. Die Streuwahrscheinlichkeit hängt neben dem Streupotential $V_{kk'}$ (das als unabhängig vom Spin angenommen wird) auch von der Anzahl freier Zustände in die gestreut werden kann und damit von der Zustandsdichte an der Fermikante $D(E_F)$ ab. Eine Spin-Flip Streuung wird im Folgenden nicht berücksichtigt.

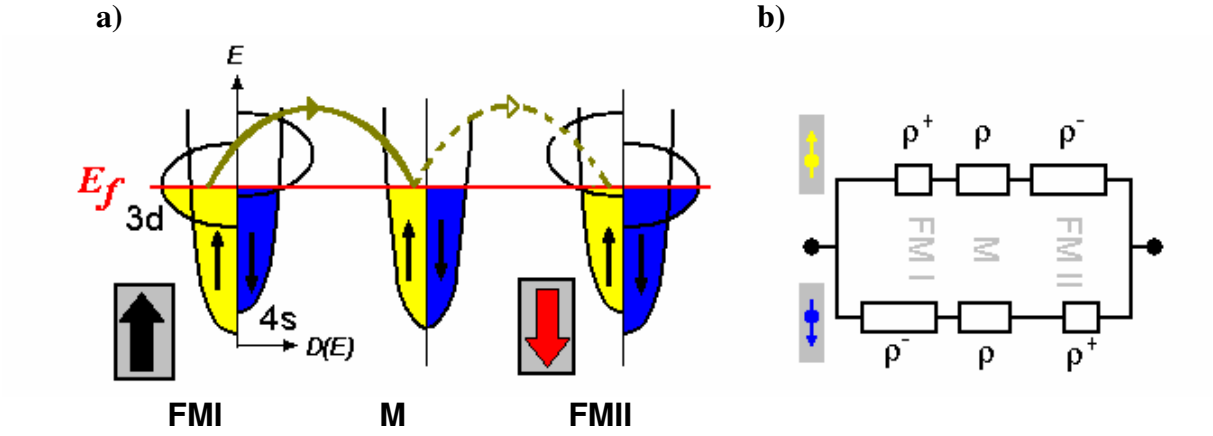


Abb. 3.7: *a) Betrachtung der Bandstruktur und b) des Ersatzschaltbildes des Spinventils. Die Magnetisierung im FM II ist antiparallel zum FM I.*

Abbildung 3.7a) zeigt die schematisch dargestellten Zustandsdichten in einem FM/M/FM-System. Die 4s-Elektronen im ersten Ferromagneten (FM I) erfahren eine Spinpolarisation, d.h. die „spin up"-Elektronen sind Majoritätsladungsträgern. Bei den Streuprozessen in der Zwischenschicht M bleibt der Spin erhalten, falls die Schichtdicke d kleiner als die Spindiffusionslänge l_{sdl} ist. Im zweiten, antiparallel magnetisierten Ferromagneten FM II, sind die „spin up"-Elektronen die Minoritätsladungsträger. Die Streuung der 4s-Elektronen des FM I in freie 3d-Zustände des FM II ist wahrscheinlicher, da $D(E_F)_{3d}>D(E_F)_{4s}$. Im Fall der antiparallelen Orientierung der Magnetisierungen überwiegt somit die s-d Streuung. Der Widerstand ist bei einer s-d-Streuung höher als bei einer s-s-Streuung, denn die 3d-Elektronen weisen eine höhere Bandkrümmung und damit eine geringere effektive Masse auf. Mit geringerer Mobilität bzw. zunehmender Streurate nimmt der spezifische Widerstand aber zu.

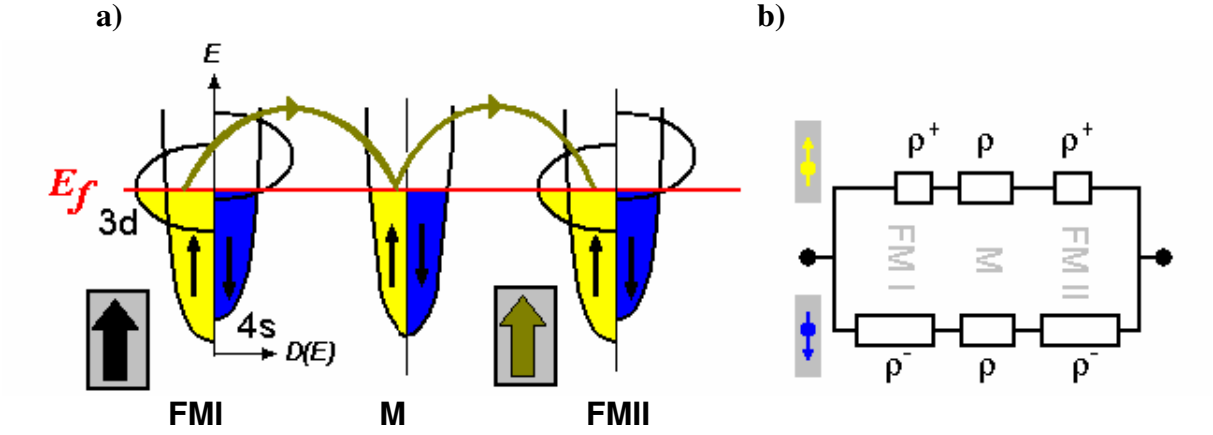


Abb. 3.8: *a) Betrachtung der Bandstruktur und b) des Ersatzschaltbildes des Spinventils. Die Magnetisierung im FM II ist parallel zum FM I.*

Bei paralleler Orientierung der Magnetisierung in FM II bleiben die 4s-Elektronen in beiden Ferromagneten die Majoritätsladungsträger (siehe Abb. 3.8a)). Die Zustandsdichte für freie d-Zustände ist geringer als im antiparallelen Fall. Eine „schnelle“ s-s-Streuung wird gegenüber der s-d-Streuung bevorzugt. Der spezifische Widerstand ist im entsprechenden Fall geringer [Gro04].
Dies führt auf die jeweiligen Ersatz-Parallelschaltungen für die elektrischen Widerstände für beide Spinsorten (jeweils b) in beiden Abbildungen.

Im Folgenden werden gleiche Abmessungen der Einzelschichten (Länge l, Querschnitt $A=d\cdot b$) vorausgesetzt, so dass mit den spezifischen Widerständen gerechnet werden kann. Die Probengeometrie sei symmetrisch und der spezifische Widerstand sei unabhängig von der Spinsorte. Der spezifische Widerstand des Schichtpaketes bei paralleler Orientierung der Magnetisierungen sei ρ^+ und bei antiparalleler Orientierung ρ^-, wobei $\left(\rho^+ < \rho^-\right)$. Das GMR-Verhältnis kann dann mit den spezifischen Widerständen (siehe Gl. 3.3)

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_p} = \frac{\rho_a - \rho_p}{\rho_p} \tag{3.4}$$

ausgedrückt werden. Unter Verwendung von

$$\frac{1}{\rho_a} = \frac{1}{\rho^+ + \rho + \rho^-} + \frac{1}{\rho^- + \rho + \rho^+} \Rightarrow \rho_a = \frac{1}{2}\left(\rho^+ + \rho + \rho^-\right) \tag{3.5}$$

und $$\frac{1}{\rho_p} = \frac{1}{\rho^+ + \rho + \rho^+} + \frac{1}{\rho^- + \rho + \rho^-} \Rightarrow \rho_p = \frac{\left(2\rho^+ + \rho\right)\left(2\rho^- + \rho\right)}{2\left(\rho^+ + \rho + \rho^-\right)} \tag{3.6}$$

wird das GMR-Verhältnis zu $$\frac{\Delta\rho}{\rho_p} = \frac{\left(\rho^+ + \rho^-\right)^2}{\left(2\rho^+ + \rho\right)\left(2\rho^- + \rho\right)} > 0\,.$$

Das GMR-Verhältnis ist damit immer positiv.

3.1.3 GMR in Spinventilen

Es wurde bereits darauf hingewiesen, dass eine antiferromagnetische Kopplung der Ferromagnetschichten nicht notwendig ist, um einen GMR-Effekt zu zeigen. In das, im vorherigen Kapitel diskutierte Zweistrommodell geht eine Zwischenschichtaustausch-Kopplung nicht ein. Nach diesem Modell sollte auch an Systemen aus zwei Ferromagneten mit unterschiedlicher Koerzitivfeldstärke ein GMR-Effekt beobachtet werden können (Spinventil).

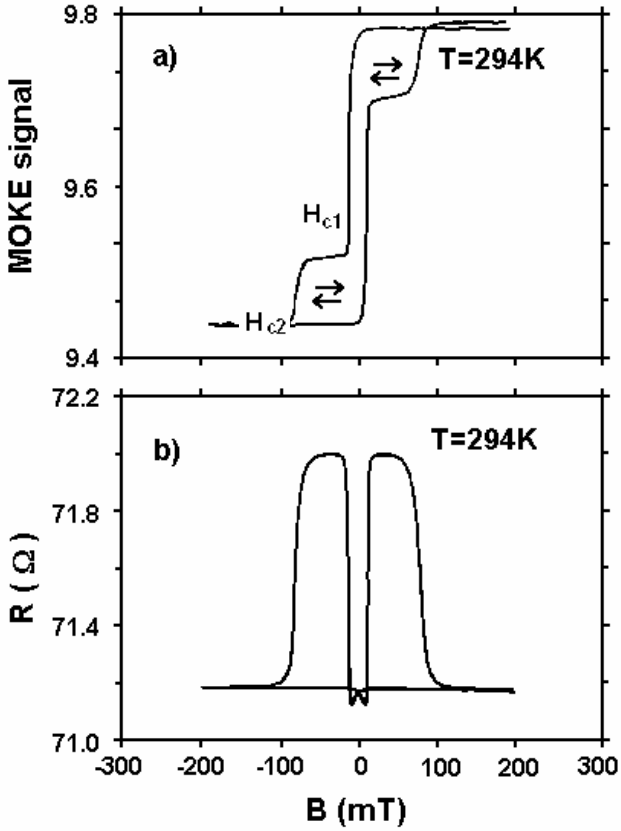


Abb. 3.9:
a) Magnetisierungskurve aus MOKE-Signal (magnetooptischer Kerr Effekt) b) zugehöriger GMR-Effekt einer Co/Au/Co Struktur in Abhängigkeit vom Magnetfeld (aus[Bar90]).

Abbildung 3.9 zeigt die Magnetisierungskurve und den magnetfeldabhängigen elektrischen Widerstand an einem Co/Au_{6nm}/Co-System [Bar90]. Die Dicke der Zwischenschicht ist nach Angaben der Autoren mit 6nm zu groß, für das Auftreten einer Austauschwechselwirkung zwischen den beiden Ferromagneten. Hier führen allein die unterschiedlichen Wachstums-bedingungen (Co/GaAs; Co/Au) zu verschiedenen Koerzitivfeldstärken der beiden Kobalt-schichten (siehe Magnetisierungskurve in Abb. 3.9a). Die direkt auf das GaAs-Substrat aufgebrachte Co-Schicht, zeigt eine Koerzitivfeldstärke H_{c2} von ca. 100Oe. Die auf der Au-Schicht deponierte Co-Schicht zeigt eine geringere Koerzitivfeldstärke H_{c1}~10Oe, es ist also $H_{c1}<H_{c2}$.
Beginnt man den Transport bei hohen Magnetfeldern, so sind die Magnetisierungen in beiden Ferromagneten parallel. Analog zum Zweistrommodell ist der elektrische Widerstand gering. Nach dem Ummagnetisieren der weichmagnetischen Schicht bei H_{c1} liegt eine antiparallele Orientierung der Magnetisierungen in beiden Ferromagneten vor. Damit zeigt auch der elektrische Widerstand das erwartete Maximum. Oberhalb von H_{c2} zeigt sich wieder eine Abnahme des elektrischen Widerstands.
Bei dieser Multilage existiert also keine Kopplung der beiden Ferromagnete mehr, dennoch tritt im Magnetotransport ein GMR-Effekt auf. Die Dicke der Zwischenschicht muss jedoch kleiner als die Spindiffusionslänge sein, so dass die Spininformation der Ladungsträger beim passieren der Zwischenschicht im Wesentlichen erhalten ist ($d<l_{sdl}$).

3.1.4 Exchange Bias Effekt

Ursprünglich wurde der Begriff Spinventil (engl. „spin valve“) von B. Dieny et al. [Die91] eingeführt. Die Gruppe nutzte den „Exchange Bias“-Effekt, um eine unterschiedliche Koerzitivfeldstärke der Ferromagnete zu erreichen.
Meiklejohn und Bean berichteten 1956 von einer „new magnetic anisotropy“ die sich in einer Wechselwirkung zwischen einem Antiferromagneten (AFM) und einem Ferromagneten (FM) äußert (unidirektionale Anisotropie) [Mei56].

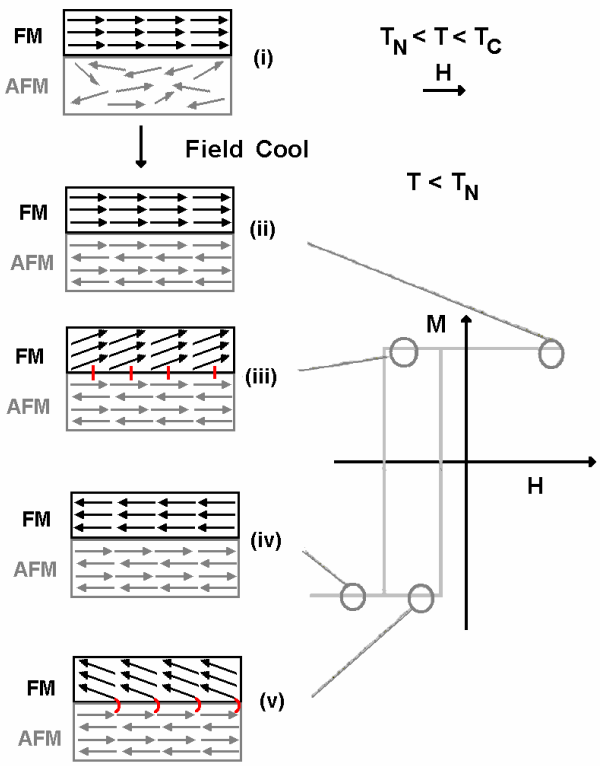


Abb. 3.10:
Schematische Darstellung der Änderung der Spinkonfiguration in einer Ferromagnet/Antiferromagnet Doppellage bei einer Magnetisierungsumkehr im FM (aus [Nog99]).

An ein Schichtsystem aus FM/AFM wird bei einer Temperatur unterhalb der Curietemperatur T_c des FM aber oberhalb der Néeltemperatur T_N des AFM ein Magnetfeld angelegt. Die magnetischen Momente des FM orientieren sich in Richtung des Magnetfelds H in Abb. 3.10 (i). Die Spins im AFM sind weiterhin zufällig orientiert. Unter der Annahme einer ferromagnetischen Austauschwechselwirkung orientieren sich die Spins des AFM in der Grenzfläche beim Abkühlen unter die Néeltemperatur $T<T_N$ parallel zum FM. Die restlichen Spins orientieren sich in antiferromagnetischer Ordnung, so dass die Nettomagnetisierung im AFM Null bleibt (ii). Bei der Feldumkehr beginnen die Spins des FM sich neu auszurichten, wobei bei ausreichend starker Anisotropie die Ordnung im AFM erhalten bleibt, da $T<T_N$. Durch die Wechselwirkung der Oberflächenspins des AFM mit denen des FM wird die Umorientierung der Spins im FM behindert (iii). Die ferromagnetischen Spins haben so eine einzige stabile Konfiguration, d. h. eine unidirektionale Anisotropie. Als Konsequenz muss das Magnetfeld, um eine vollständige Spinumkehr im FM zu erzielen (iv), größer als die Koerzitivfeldstärke des reinen, ungepinnten FM sein.

Bei einer nochmaligen Magnetisierungsumkehr (in die ursprüngliche Feldrichtung) genügt dann ein kleineres Magnetfeld, um die magnetischen Momente des FM auszurichten (v), da der AFM selbst die Orientierung des FM unterstützt. Das Schichtsystem verhält sich als wäre ein zusätzliches Feld vorhanden. Als Folge verschiebt sich die Hysteresekurve um das „Bias“-Feld“ H_{eb} aus dem Zentrum bei H=0Oe heraus [Nog99].

Für eine detaillierte Betrachtung wird auf die „Review"-Artikel von Nogues und Schuler [Nog99], Berkowitz und Takano [Ber99] und Stamps [Sta00] verwiesen. Eine quantitative Betrachtung findet man bei Usadel und Nowak [Sch05].

In neueren Arbeiten werden künstlichen Antiferromagnete („**a**ritificial **a**nti**f**erromagnet" AAF) verwendet [Len99]. Hierzu deponiert man zwei weichmagnetische Schichten, die durch eine metallische Schicht voneinander getrennt sind. Bei geeigneter Dicke der Zwischenschicht (antiferromagnetisches Maximum) erzwingt die Zwischenschichtkopplung eine antiferromagnetische Ausrichtung der beiden Ferromagnete [Par91]. Ein solches System wirkt wie ein AFM. Eine Nettomagnetisierung ist nicht vorhanden. Einer der orientierten Ferromagnete kann dann einen benachbarten Ferromagneten pinnen. Auf ein solches System wird dann das gewünschte Spinventile deponiert. Trotz der Komplexität bietet dieses System den Vorteil, dass man es auch bei höheren Temperaturen betreiben kann, da die Curietemperatur T_C weit oberhalb der Néeltemperatur T_N der gebräuchlichen AFM liegt.

Die Abbildung 3.11 zeigt die Magnetotransportmessung an einem gesputterten $NiFe_{15nm}$/ $Cu_{2.6nm}$/$NiFe_{15nm}$/$FeMn_{10nm}$/Ag_{2nm}-Spinventil.
Die obere NiFe-Legierung (2) koppelt mittels Austausch-Anisotropie an die antiferromagnetische FeMn-Verbindung (1). Abbildung 3.11b) zeigt die zugehörige *M(H)*-Kurve. Die freie NiFe-Schicht (3) zeigt eine kleine Hysterese um 0Oe, mit einer Koerzitivfeldstärke von H_c~2Oe. Die gepinnte Schicht zeigt eine um das „bias"-Feld H_{eb}~90Oe verschobene Hysteresekurve. Beim Ummagnetisieren kann so zwischen 2Oe und ~135Oe eine antiparallele Orientierung der beiden Magnetschichten erreicht werden. Abbildung 3.11c) zeigt die dazugehörige Magnetotransportmessung *R(H)*-Kurve. Im Bereich der antiparallelen Orientierung der Magnetisierungen in den Ferromagneten ist ein deutliches Maximum im elektrischen Widerstand zu erkennen.

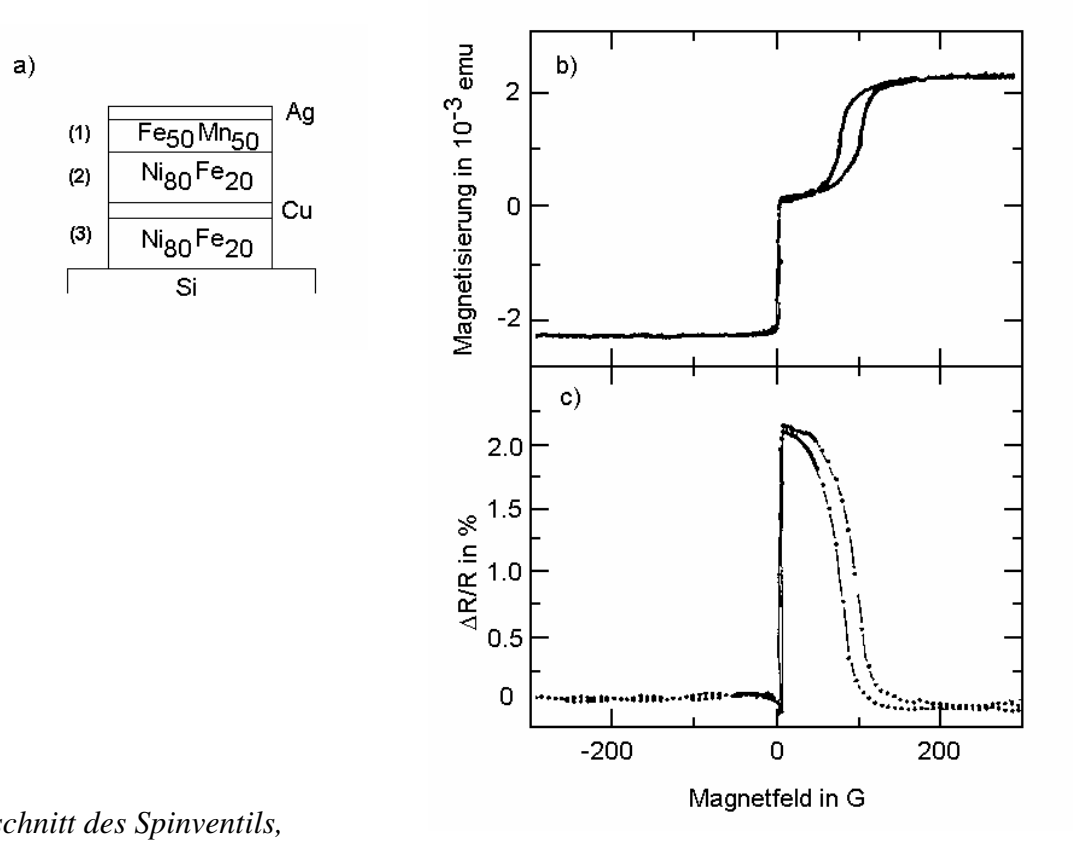


Abb. 3.11:
a) Querschnitt des Spinventils,
b) M(H)-Kurve,
c) Elektrischer Widerstand in Abhängigkeit vom Magnetfeld (aus[Die91]).

3.1.5 Anisotroper Magnetowiderstand (AMR)

In den vorzustellenden Proben tritt neben dem GMR-Effekt auch ein AMR (**A**nisotropic **M**agneto **R**esistance) auf. Dieser ist von der relativen Orientierung der Magnetisierung zur Stromdichte abhängig [Tho57].
Abbildung 3.12 zeigt den typischen Verlauf des elektrischen Widerstands als Funktion eines parallel und senkrecht zur Stromrichtung $\vec{j}$ angelegten Magnetfeldes $\vec{H}$ für ein ferromagnetisches Metall. Im Bereich kleiner Magnetfeldstärken $-H_S<H<H_S$ (H_S ist die Feldstärke, bei welcher die Sättigungsmagnetisierung erreicht wird) tritt der AMR-Effekt auf. Der elektrische Widerstand zeigt in diesem Bereich eine hohe Abhängigkeit von der relativen Orientierung von Magnetisierung $\vec{M}$ und Stromstärke $\vec{j}$ zueinander. Damit ist der AMR-Effekt abhängig vom Winkel θ zwischen $\vec{H}$ und $\vec{j}$ [Fer99].
Der AMR folgt bis H_S der zunehmenden Orientierung der Magnetisierung aufgrund der Ausrichtung von Domänen und sättigt, sobald $\vec{M}$ parallel zur Richtung des äußeren Magnetfeldes orientiert ist. Oberhalb von H_S kann sowohl ein positiver (wie im abgebildeten Fall) als auch ein negativer MR auftreten.

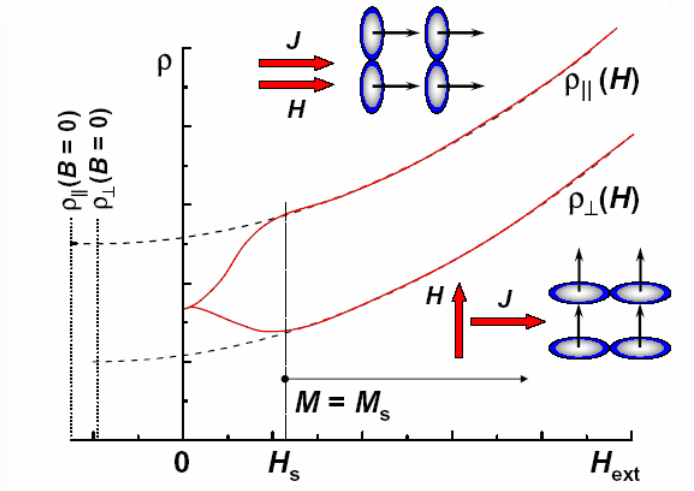


Abb. 3.12:
Schematische Darstellung des AMR. Er tritt im Bereich $H<H_S$ auf. Für Feldstärken $H>H_S$ überwiegt, wie im abgebildeten Fall ein konventioneller positiver MR (aus [Gro04]).

Ursache der Anisotropie des elektrischen Widerstands ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung der Ladungsträger in der ferromagnetischen Schicht [McG75]. Diese führt zu einem orbitalen Beitrag zum magnetischen Moment. Für den Fall der 3d-Übergangsmaterialien führt dieser orbitale Beitrag zu einer bevorzugten Besetzung der l_z=2 Orbitale im Vergleich zu den l_z=0 Orbitalen. Dies impliziert eine assymmetrische Ladungsverteilung, was zu der beobachteten Anisotropie im elektrischen Widerstand führt. Eine Drehung der Spinrichtung relativ zu den Raumachsen ändert die Ausrichtung der Orbitale und damit den Überlapp benachbarter Wellenfunktionen. Die in Abb. 3.13 dargestellte assymmetrische Ladungsverteilung zeigt die Extremfälle θ=0° bzw. 90°, welche zu einem geringeren a) oder höheren elektrischen Widerstand b) führen.

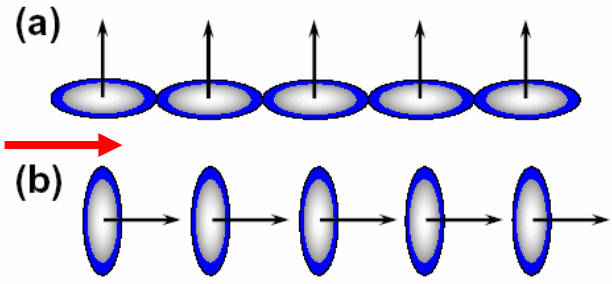


Abb. 3.13:
Assymmetrische Ladungsverteilung als Folge der Spin-Bahn-Wechselwirkung (aus [Gro04]). Die schwarzen Pfeile geben die Magnetfeldrichtung an, der rote symbolisiert die Stromrichtung.

Das AMR-Verhältnis ist über den Quotienten

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_{av}} = \frac{\rho(\theta) - \rho_{av}}{\rho_{av}} \tag{3.7}$$

definiert [Smi51]. ρ_{av} ist hierbei der mittlere spezifische Widerstand, der ohne Feld bzw. bei einer zufällig orientierten Domänenstruktur bestimmt werden kann. ρ_{av} kann aus $\rho_{\parallel}$ und $\rho_{\perp}$ bestimmt werden. $\rho_{\perp}$ und $\rho_{\parallel}$ ermittelt man durch Extrapolation der *R(H)*-Kurven auf die Werte im feldfreien Fall (siehe Abb. 3.12).
Für $\rho(\theta)$ gilt:

$$\rho(\theta) = \frac{\rho_{\parallel} + \rho_{\perp}}{2} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})\left(\cos^2\theta - \frac{1}{2}\right) \tag{3.8}$$

(Herleitung siehe Anhang C; Gl. C.1).
Für die beiden extremalen Orientierungen berechnet man (Gl. C2 und C3)

$$\theta{=}90°\ ;\ \vec{j} \perp \vec{H}:\ AMR_{\perp} = \frac{\Delta\rho}{\rho_{av}} = \frac{\rho_{\perp} - \rho_{\parallel}}{\rho_{\parallel} + \rho_{\perp}} \tag{3.9}$$

$$\theta{=}0°\ ;\quad \vec{j} \parallel \vec{H}:\ AMR_{\parallel} = \frac{\Delta\rho}{\rho_{av}} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\parallel} + \rho_{\perp}}. \tag{3.10}$$

Der AMR kann in dicken Permalloy und Nickel-Cobalt-Verbindungen Werte von bis zu 20% erreichen [Fer99]. Der AMR zeigt eine starke Abhängigkeit von der Dicke der ferromagnetischen Schicht (vergleiche die Berechnungen von Rijks et al. [Rij95]).

3.1.6 Anmerkungen zum GMR

- Bei der bisherigen Diskussion wurde (der Anschaulichkeit wegen) die CPP (**c**urrent **p**erpendicular to **p**lane)-Geometrie diskutiert. In der verwendeten CIP (**c**urrent **i**n **p**lane)-Geometrie ist die Stromrichtung parallel zur Schicht (siehe Abb. 3.14). Die Argumentation für den GMR-Effekt bleibt aber gültig. In CPP-Systemen wurden für die gleichen Strukturen (z.B. Ag/Co-Multilagen) zehn Mal höhere Werte berichtet [Pra91]. Allerdings sind der präparative und vor allem der messtechnische Aufwand sehr hoch.

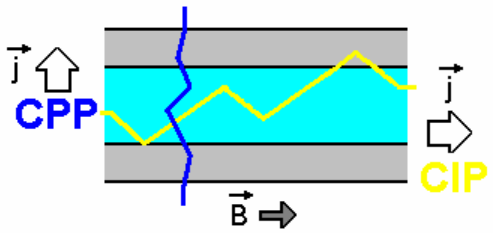


Abb. 3.14:
Stromtransport in CPP und CIP-Geometrie.

- Für die Anwendung werden zunehmend MTJ`s(„**m**agneto**t**unnel **j**unction“) interessant. Die metallische Zwischenschicht wird dabei durch einen sehr dünnen Isolator (meist Aluminiumoxid) ersetzt. Der TMR-Effekt beruht auf unterschiedlichen Tunnelwahrscheinlichkeiten für parallele bzw. antiparallele Orientierung der Magnetisierungen in den beiden Ferromagneten. Bei diesen Elementen ist die Änderung der Leitfähigkeit noch höher als bei CPP-GMR Elementen [Pri98]. Auch hier sind weichmagnetische Materialien von Interesse.

• Aktuelle Trends in GMR-Elementen sind die Verwendung von „Nano-Oxid“ Schichten als Boden- oder/und Deckschicht [Swa96], die gezielte Verunreinigung bzw. Dotierung der einzelnen Schichten „Dusting“ und die Manipulationen der Grenzfläche [Zah03]. Durch eine zusätzliche Oxidschicht werden die Ladungsträger an der Oberfläche reflektiert. Der spezifische Widerstand nimmt ab. Das GMR-Ratio nimmt zu. „Dusting“ beeinflusst den GMR-Effekt durch eine spinabhängige Streuung der Elektronen an den Verunreinigungen. Arbeiten hierzu zeigen, dass der GMR-Effekt durch eine Streuung der Elektronen an magnetischen Zuständen, die im Bereich der Grenzfläche Ferromagnet/Metall lokalisiert sind, dominiert werden [Par93].

Fazit:

Der GMR-Effekt ist ein Magnetotransporteffekt an FMI/M/FMII-Schichtsystemen. Notwendiges Kriterium ist, dass die relative Orientierung der Magnetisierungsrichtungen beider Ferromagnete geändert werden kann. Die Zwischenschicht muss hinreichend dünn sein, damit die Spininformation beim Durchgang durch die Zwischenschicht erhalten bleibt. Bei nicht gekoppelten Ferromagneten müssen die Koerzitivfeldstärken der beiden Ferromagnete unterschiedlich sein. Hierzu kann der „Exchange Bias“-Effekt eingesetzt werden, um die Koerzitivfeldstärke von Ferromagneten zu beeinflussen.

3.2 Herstellung der a-Fe_xB_{100-x} Sensorschicht

Ein Ziel dieser Arbeit ist die Herstellung besonders empfindlicher GMR-Sensoren. Aufgrund seiner geringen Koerzitivfeldstärke sollte a-FeB als Sensorschicht in einem Spinventil eingesetzt werden können. In diesem Kapitel wird die Grenzflächenreaktion in $[Fe/B]_n$-Multilagen studiert und so eine Möglichkeit der Herstellung ultradünner a-FeB-Schichten gezeigt (vgl. [Ste03]).

Bringt man zwei Materialien A und B in Form einer Multilage $[A/B]_n$ zusammen, so muss man eine mögliche Reaktion an deren Grenzfläche berücksichtigen. Im Besonderen, falls durch die Depositionsmethode die kinetische Energie der abzuscheidenden Atome die thermische Energie des Substrats (gegeben durch dessen Temperatur T_{Dep}) übersteigt. Des Weiteren ist die Mischungsenthalpie binärer Systeme an der Grenzfläche A/B wichtig. Bei Systemen mit negativer Mischungsenthalpie kann dies zu einer Lösung des einen Elements im anderen oder zur Legierungsbildung führen. Mit zunehmender Temperatur spielt eine langreichweitige Interdiffusion der beiden Komponenten eine immer größere Rolle. Für die Bildung eines metastabilen amorphen metallischen Systems durch eine langreichweitige Diffusion sind die von der Konzentration abhängigen Diffusionskonstanten wichtig. Für eine detaillierte Beschreibung wird auf die Artikel von Samwer [Sam88] und Ziemann [Sey91]verwiesen.

Ziemann et al. zeigten an binären Materialsystemen eine alternative Möglichkeit zur Herstellung amorpher Phasen metallischer Legierungen. An der Grenzfläche Pd/In [Sey91, Fin93], Au/In [Koc94] und Au/Sb [Boy95]) von Systemen mit negativer Mischungsenthalpie tritt eine spontane Amorphisierungsreaktion auf. An deren Grenzflächen entsteht eine dünne amorphe Grenzschicht. Diese Prozesse beinhalten keine langreichweitige Diffusion, da sie auch bei tiefen Temperaturen (T_{Dep}= 77K) stattfinden.
Die hohe kinetische Energie bei der Laserablation und die negative Grenzflächenenthalpie von Fe/B sollten bei diesem System eine spontane Amorphisierungsreaktion an der Grenzfläche erwarten lassen. Über die Herstellung dünner a-Fe_xB_{100-x}-Legierungen durch Sputtern [Sto80, Sto83, Bay83], Ionen-Bestrahlung [Cle85] und Ionen-Implantation von B^+-Ionen in eine Eisenschicht [Jag93] wurde bereits berichtet. Die beiden zuletzt genannten Methoden sind sehr aufwendig und nicht geeignet komplexere undurchmischte Multilagen herzustellen. Die Verwendung mehrerer Targets oder Mischtargets bei der Laserablation (mit beispielsweise stark unterschiedlichen Schmelzenthalpien) ist für die Herstellung dünner funktionaler Schichten komplexer Verbindungen vorteilhaft [Wil00].
In einer neueren Arbeit wurden aufgedampfte $[Fe/B]_n$-Multilagen mit Mößbauerspektroskopie und TEM untersucht [Bal97]. Beide Methoden zeigten eine Amorphisierung an der Grenzfläche. Die chemische Zusammensetzung der amorphen Phase wurde jedoch nicht charakterisiert. Dies wird in der vorliegenden Arbeit näher untersucht. Auch die Frage nach der maximalen Modulationsdicke (d_{Fe}+d_B) der Multilage, bei welcher noch eine homogene a-Fe_xB_{100-x} Phase gebildet werden kann, wird beantwortet werden. Außerdem wird in dieser Arbeit der Einfluss der Depositionstechnik auf die Grenzflächenamorphisierung untersucht.

Zur Charakterisierung der Grenzflächenreaktion von FeB werden im Folgenden mehrere Untersuchungsmethoden angewendet und diskutiert (veröffentlicht in [Ste03]). Dies sind **XPS** (**x**ray) und **UPS** (**u**ltraviolette **p**hotoelectron **s**pectroscopy), In situ Leitfähigkeitsmessung, **HRTEM** (high resolution transmission electron microscope) und Magnetisierungsmessungen.

3.2.1 XPS und UPS

Um die Grenzflächenreaktionen hinsichtlich ihrer chemischen Zusammensetzung detaillierter zu untersuchen, wurden von H.-G. Boyen in situ Photoemissionsspektren aufgenommen. Die Messungen wurden an einem FISONS ESCALAB-210 Elektronenspektrometer durchgeführt. Dieses ist mit einer Röntgenquelle (spot-size: ≤ 1mm, Al K_α mit hv = 1486.6 eV, Energieauflösung ΔE~0.38 eV) für die XPS-Messungen und mit einer UV Entladungslampe (He–I, hv = 21.2 eV, Energieauflösung ΔE~0.04 eV) ausgestattet. Bei der Photoelektronenspektroskopie werden durch Photonen Elektronen aus der Probenoberfläche ausgelöst (Photoeffekt) und energieaufgelöst detektiert.

Zunächst wurde auf einem Quarzsubstrat eine Borschicht mit einer Schichtdicke von 20nm deponiert (T_{Dep}=77K). Danach wurde Schritt für Schritt eine zunehmende Zahl an Monolagen Eisen aufgedampft. Nach jedem Depositionsschritt wurden UPS Spektren aufgenommen. UPS ist eine oberflächensensitive Untersuchungsmethode (Tiefenauflösung ca. 0.5nm). Abbildung 3.15 links zeigt die mit UPS gemessenen Valenzbandspektren. Ausgehend von der reinen Bor-Schicht bilden sich mit zunehmender Eisenbedeckung zwei breite charakteristische Peaks bei 0.6 und 2.6 eV (linkes Bild). Diese können aus einem Vergleich des Spektrums bei einer Bedeckung mit 10.5 ML (reinem Eisen), dem Fe-3d Band und einem 4s/3d Hybridband zugeordnet werden. Ergebnisse der UPS Spektren von a-Fe_xB_{100-x} Legierungen, die durch Koevaporation bei 77 K hergestellt wurden (rechtes Bild in 3.15), bestätigen dies. Die Übereinstimmung des 10.5 ML Spektrums (links) mit dem x=100 Spektrum (rechts) ist überzeugend. Die Ähnlichkeit der Spektren erschließt sich über den gesamten Konzentrationsbereich. Von dem Bereich 13<x<85 (von Fe) ist hinreichend bekannt, dass sich unter den gegebenen Präparationsbedingungen metallische Gläser bilden. Berücksichtigt man bei den geringen Fe-Bedeckungen, dass die Photoelektronen nur aus ca. 0,5nm Tiefe, also der Oberfläche kommen, so wird direkt die Fe/B Grenzfläche „abgetastet“. Mit den Übereinstimmungen der Spektren der Legierung (rechts) sieht man die Vermutung bestätigt, dass beim Aufdampfen von Fe auf B eine amorphe Legierung gebildet wird.

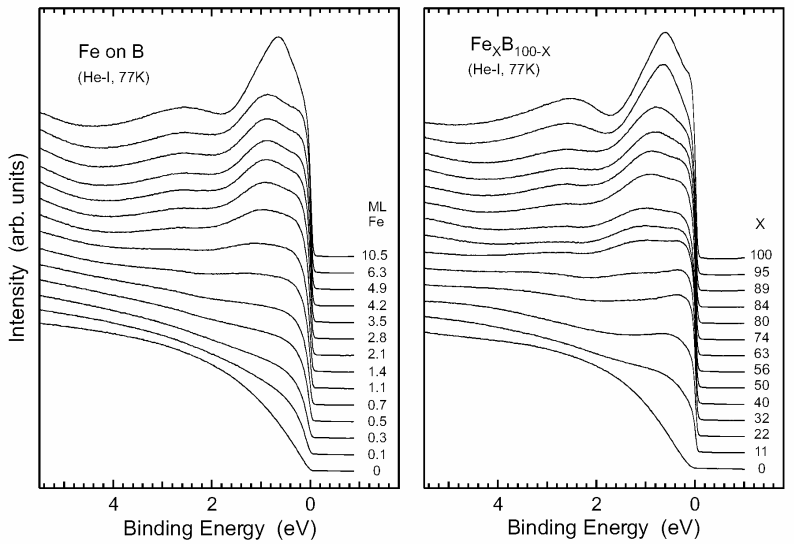


Abb. 3.15: *UPS-Valenzbandspektren bei 77K:*
Links: nach verschiedenen Depositionsstufen von Fe (skaliert in Monolagen ML Fe) auf einer 20nm dicken Borschicht;
rechts: nach Bildung verschiedener Fe_xB_{100-x} Phasen, durch Koevaporation von Fe und B bei unterschiedlichen Raten (aus [Ste03]).

Gestützt werden die Vermutungen durch die XPS Spektren. Bei der röntgeninduzierten Photoelektronenspektroskopie (XPS) treffen Photonen aus dem Röntgenbereich auf die Probenoberfläche. Die emittierten Photoelektronen werden wieder energieselektiv detektiert. Da die Energie der Röntgenquanten höher ist, werden mit dieser Methode tiefer gebundene Zustände untersucht. Abbildung 3.16 zeigt die Veränderung des Fe-$2p_{3/2}$ „core level“.

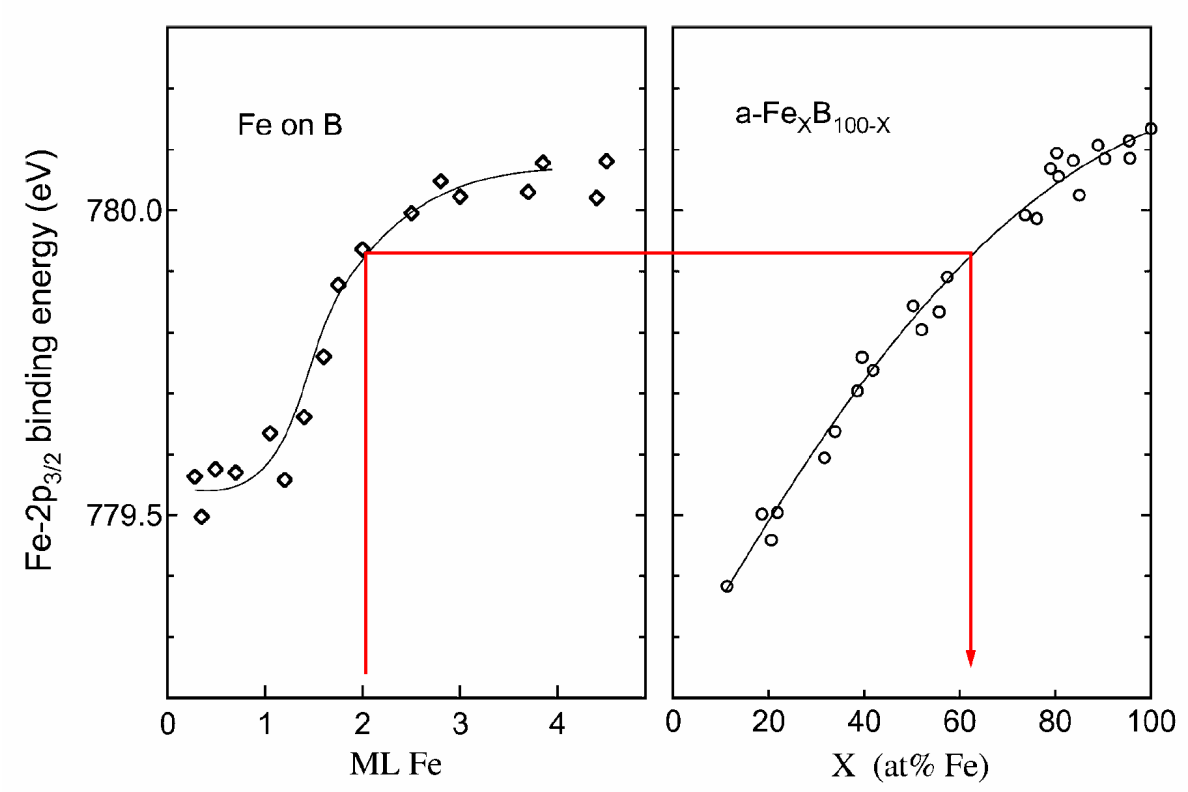


Abb. 3.16: *XPS an Fe/B-Grenzschicht.*
Links: Position des Fe-$2p_{3/2}$-Rumpfniveaus während des Aufdampfens von Eisen auf einer Bor-Unterlage; rechts: Position des Fe-$2p_{3/2}$-Rumpfniveaus von a-Eisen-Bor-Legierungen unterschiedlicher Stöchiometrie.

Die Fe-Deposition auf der Bor Unterlage ist links, die Koevaporation ist rechts dargestellt. In beiden Fällen tritt ein so genannter „chemical shift“ des Fe-$2p_{3/2}$ Niveaus um ca. 0,5eV auf. Bei der Deposition des Fe auf der B-Unterlage ist die Verschiebung nach ca. 4 Monolagen zu Ende, d. h. der chemische Zustand ändert sich nicht mehr. Es ist zu vermuten, dass bis zu einer deponierten Schichtdicke von vier Monolagen deponiert ist, Eisen in die Borunterlage einlegiert. Aus dem Vergleich der Werte für den „chemical shift“ mit den Werten der koverdampften amorphen Probe (rechts) kann auf die Stöchiometrie der Legierung geschlossen werden. Wird das Aufdampfen des Eisens auf das Bor z. B. nach ca. zwei Monolagen Eisen unterbrochen, so erhält man eine $Fe_{60}B_{40}$ Legierung an der Grenzfläche (siehe roter Pfeil).

Die Ergebnisse der UPS/XPS-Messungen zeigen deutlich, dass eine chemische Reaktion an der Grenzfläche zwischen Eisen und Bor unter Bildung einer a-Fe_xB_{100-x}-Legierung statt findet. Hierfür ist die Methode des Aufdampfens, dem Verfahren mit der geringsten kinetischen Energie der deponierten Teilchen bereits ausreichend.

3.2.2 In situ Leitfähigkeitsmessung an Fe/B-Multilagen

Bei der Herstellung a-FeB ist die Grenzflächenreaktion zwischen den beiden Systemen zu untersuchen. Bei Bor handelt es sich bei Raumtemperatur um einen Isolator, bei Eisen um ein Metall. Es ist daher naheliegend, die Grenzflächenreaktion über den elektrischen Widerstand während der Deposition zu charakterisieren (Beschreibung der Methode siehe Anhang B).
Abb. 3.17 zeigt den elektrischen Widerstand an FeB-Multilagen während der Schichtpräparation durch Sputtern bzw. mittels Laserablation. Die Proben in a) wurden bei zwei verschiedenen Temperaturen gesputtert (T=300K und T=120K). Die Schichtdicken wurden mit einem in situ Schwingquartz kontrolliert. Der elektrische Widerstand in Abhängigkeit von der deponierten Schichtdicke der mit Laserablation hergestellten $(Fe_{10nm}B_{10nm})_3$-Multilage ist in Abb. 3.17b) dargestellt.

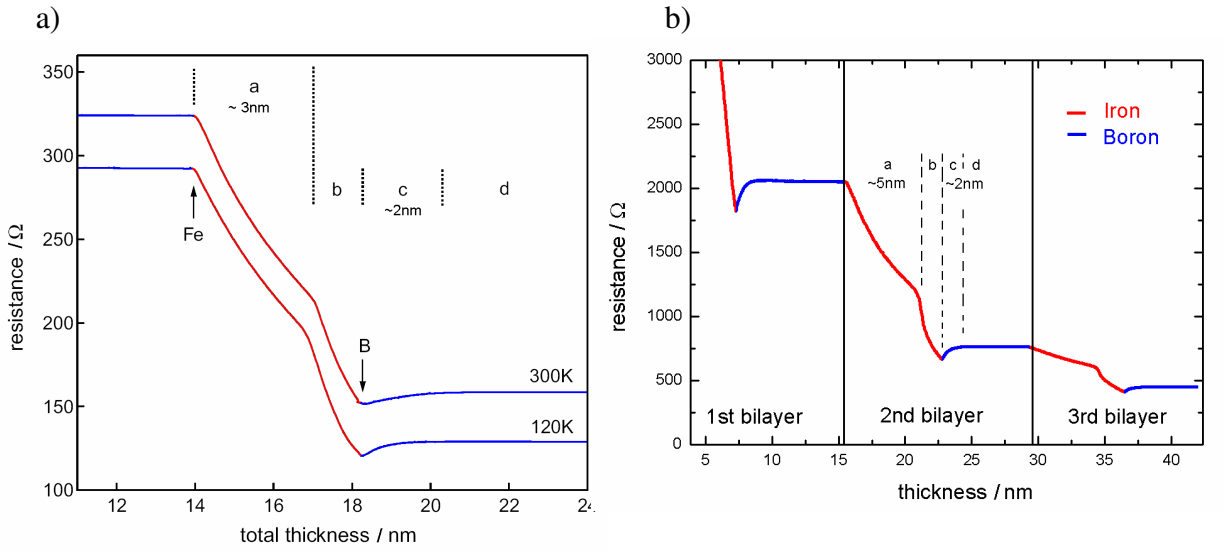


Abb. 3.17: *In situ Leitfähigkeitsmessung während der Deposition an a) zwei gesputterten FeB-Multilagen (bei 120K und 300K) und b) einer laserablatierten $(Fe_{10nm}B_{10nm})_3$-Multilage (9,5J/cm^2).*

In der Dickenabhängigkeit des elektrischen Widerstandes *R(d)* in Abbildung 3.17a) und b) ist ein mehrstufiges Verhalten zu erkennen (sowohl bei Fe auf B als auch bei B auf Fe). Die Abnahme des elektrischen Widerstandes bei der Deposition des Eisens auf der Bor-Unterlage nimmt mit zwei unterschiedlichen Steigungen a und b ab. Die Steigung in b wird nach 3nm (bei den gesputterten Abb. a)) bzw. nach ca. 5nm (bei der laserablatierten Probe Abb. b)) erreicht. Bei den gesputterten Proben können diese 3nm eindeutig mit der durch UPS ermittelten Grenzflächenreaktion in Verbindung gebracht werden. Die Ähnlichkeit des Kurvenverlaufs, der bei 120K bzw. 300K gesputterten Proben, unterstützt das Argument einer Genzflächenamorphisierung ohne langreichweitige Diffusion, d. h. ohne eine thermisch aktivierte Diffusion. Im Bereich b nimmt der Widerstand durch das Wachstum von reinem Eisen stärker ab. In c und d wird Bor auf einer Eisenunterlage deponiert. Der elektrische Widerstand nimmt auf den ersten 2nm Schichtdicke zu. Die Eisenunterlage zeigt wegen der Amorphisierungsreaktion mit dem auftreffenden Bor eine verminderte Leitfähigkeit gegenüber der, des reinem Eisens. In d wächst das (bei den gegebenen Temperaturen) isolierende reine Bor auf, d.h. der elektrische Widerstand ändert sich nicht. Dieses Muster wiederholt sich bei jeder Doppellage.

Die mit Laserablation hergestellte $(Fe_{10nm}B_{10nm})_3$-Multilage zeigt einen analogen Verlauf in der *R(d)*-Kurve (vgl. Abb. 3.17 b)). Einziger Unterschied zu den gesputterten Proben ist die jeweilige Reaktionstiefe. Der Bereich der Grenzflächenamorphisierung ist mit 5nm größer als bei den gesputterten Proben. Dies ist mit der höheren kinetischen Energie der deponierten Spezies konsistent, was mit SRIM Simulationen für Fe-Ionen mit einer E_{kin}=100eV auf einer Bor-Schicht konsistent ist. Die Kurvenanpassung ergibt für die wahrscheinlichste Eindringtiefe der Fe-Atome ca. 7,8±0.1Å (B 100eV auf Fe: 2,5±1,9Å). Somit sollte sich die Reaktionstiefe mindestens um diese Werte erhöhen, was mit den Beobachtungen vereinbar ist.

a)

b)

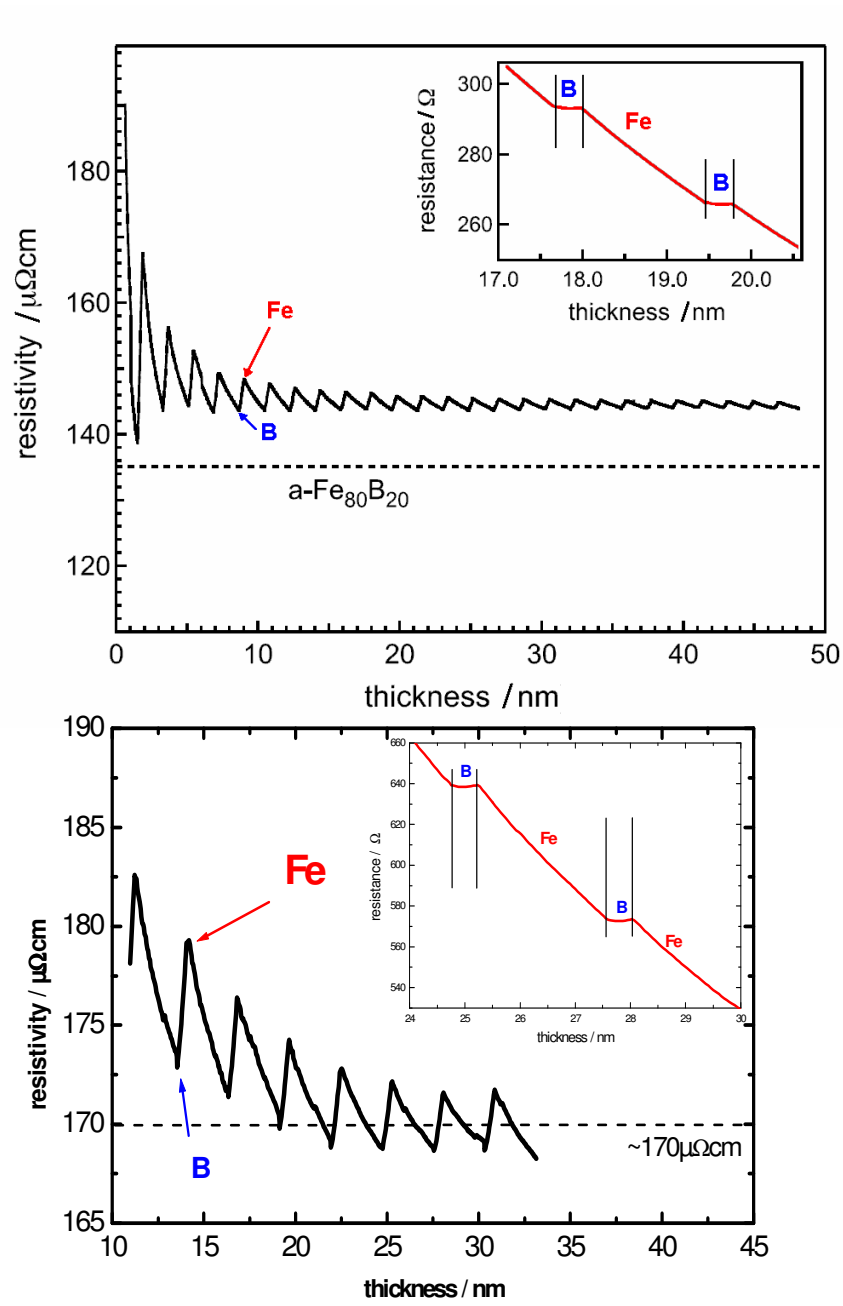


Abb. 3.18: *Berechneter spezifischer Widerstand und direkt gemessener elektrischer Widerstand (Inset) während der Deposition an einer*
a) gesputterten $(Fe_{1,5nm}B_{0,25nm})_{27}$-Multilage (H.-G. Boyen; T=120K) und
b) laserablatierten $(Fe_{2,5nm}B_{0,5nm})_{12}$-Multilage (T=300K).

Deponiert man $(Fe/B)_n$-Multilagen mit hinreichend dünnen Einzelschichtdicken (3-5nm für die laserablatierte Eisenschicht und 2 nm für die Borschicht), so sollte man dünne homogene a-FeB-Legierungen herstellen können. Die Abb. 3.18 zeigt den spezifischen Widerstand *ρ(d)* als Funktion der Schichtdicke einer gesputterten a) und einer laserablatierten Multilage b). Die Insets in der Abbildung zeigen zur Ergänzung die Rohdaten, d. h. den direkt gemessenen elektrischen Widerstand mit zunehmender Schichtdicke.

Mit jeder Eisenschicht nimmt der spezifische Widerstand signifikant ab. Der Bereich höherer Steigung (vgl. Bereich b) Abb. 3.17) tritt wie erwartet nicht mehr auf. Mit jeder Borschicht nimmt der Widerstand deutlich zu. Der Bereich, in dem keine Änderung des spezifischen Widerstands mit zusätzlicher Borbedeckung mehr auftritt, wird nicht erreicht. Mit zunehmender Gesamtschichtdicke konvergiert der spezifische Widerstand gegen einen konstanten Wert. Für die gesputterte Multilage sind dies ca. 145µΩcm (erwartet wurden für eine a-$Fe_{80}B_{20}$-Legierung ~136µΩcm), für die ablatierte Multilage ca. 170µΩcm. Der Wert der ablatierten Probe ist ca. 15% höher als für die a-$Fe_{75}B_{25}$. Eine nachträgliche spektroskopische Analyse (**A**uger**e**lectron **s**pectroscopy AES) des hier verwendeten Bor-Targets ergab eine Kontamination mit ca. 20% Kohlenstoff, was die höheren Werte erklären kann.

Abbildung 3.19 zeigt rot den spezifischen Widerstand in Abhängigkeit von der Stöchiometrie an den gesputterten $[Fe/B]_n$-Multilagen (H.-G. Boyen). Zum Vergleich sind die Werte gesputterter amorpher Legierungen aus früheren Arbeiten von Paja et al. mit dargestellt [Paj84]. Zudem sind in die Kurve die Werte des spezifischen Widerstandes an einer ablatierten Fe/B Grenzschicht abgebildet (blaue Werte).

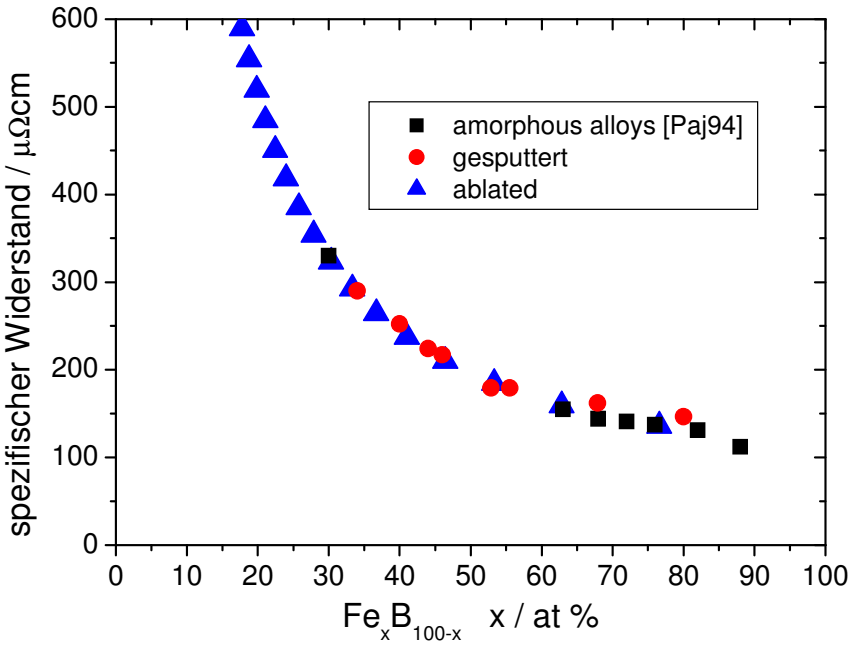


Abb. 3.19: *Spez. Widerstand in Abhängigkeit von der Stöchiometrie gesputterter (rot) und ablatierter (blau) Fe_xB_{100-x}-Legierungen. Zum Vergleich wurden frühere Werte amorpher FeB-Legierungen (nach [Paj94]) abgebildet (schwarz).*

Hierzu wurde zunächst eine Fe-Schicht der Dicke 7,5nm und anschließend Bor (Laserfluenz ~6J/cm^2) deponiert, wobei „in situ“ der elektrische Widerstand während der Deposition aufgenommen wurde. Betrachtet man eine Ersatzschaltung, in der die a-FeB-Schicht parallel mit einer nicht amorphisierten Eisen-Schicht (unreagierte Unterlage) geschaltet ist, kann aus dem Gesamtwiderstand der elektrische Widerstand und damit der spezifische Widerstand der a-FeB-Schicht berechnet werden. Die mittlere freie Weglänge amorpher Systeme (vgl. den hohen spezifischen Widerstand) liegt im Bereich des interatomaren Abstandes, deshalb wurde ein Size-Effekt bei der durchgeführten Berechnungen vernachlässigt.
In der Ablations-„Plume“ dominieren die Bor-Neutralatome (mit E_{kin}~10eV), da mit einer Energiedichte von ~6J/cm^2 nur knapp oberhalb der Ablationsschwelle (~4,7J/cm^2) deponiert wurde (vgl. Kap. 2.1.3). Die mittlere Eindringtiefe in der Eisenunterlage beträgt nach SRIM-Berech-nungen ca. 3Å. Diese Schichtdicke wurde für die Berechnung der Stöchiometrie und des spezifischen Widerstandes der a-FeB-Schicht herangezogen. Die Übereinstimmung mit den Werten aus der Literatur [Paj94] und den Werten an gesputterten a-FeB-Legierungen ist überzeugend. Es ist also möglich, über die Stöchiometrie den spezifischen Widerstand von a-FeB-Legierungen auf Werte größer als 120µΩcm einzustellen.

3.2.3 TEM-Aufnahmen

Um Ungenauigkeiten bei der Schichtdickenbestimmung auszuschließen wurde die Grenzflächenamorphisierung zwischen Eisen und Bor mit einem hochauflösenden Transmissionselektronenmikroskop (HRTEM; CM 20 Fa. Philipps; 200kV) direkt sichtbar gemacht. Die Bilder zeigen zwei Probenquerschnitte mit der Schichtabfolge $(Fe_{14nm}B_{14nm})_3$ in a) und $(Fe_{2.5nm}B_{0.5nm})_{12}$ in b). Beide Proben wurden bei einer Energiedichte von ca. 9.5 J/cm^2 deponiert.

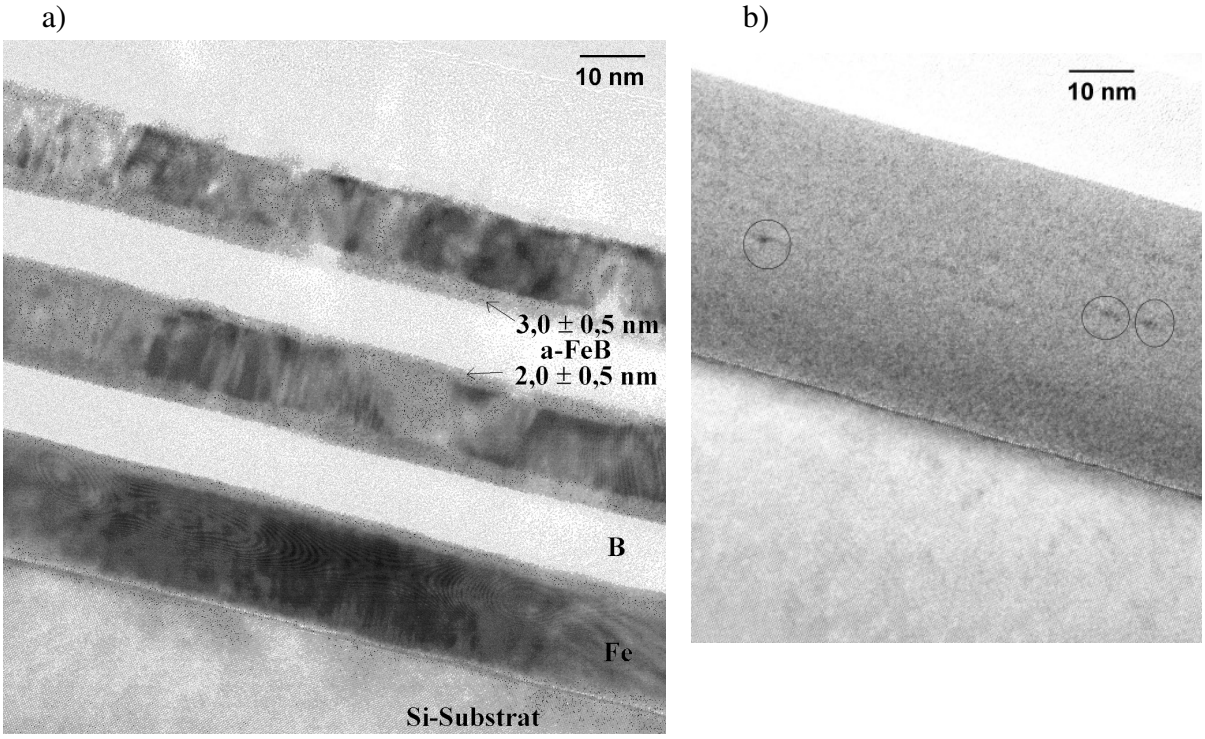


Abb. 3.20: *a) TEM-Aufnahme an einer $(Fe_{14nm}B_{14nm})_3$-Multilage.*
b) TEM-Aufnahme an der $(Fe_{2.5nm}B_{0.5nm})12$-Multilage [Ste03]. Die Kringel zeigen Regionen mit einem höheren Kontrast, wobei es sich vermutlich um Eiseneinschlüsse handelt. (Aufnahmen von M. Ozawa und F. Banhardt, ZE Elektronenmikroskopie Universität Ulm)

In der Aufnahme a) sind die durchmischten Grenzschichten deutlich zu erkennen (siehe hellgraue Bereiche; Pfeile). Vergrößert man die Aufnahme, so ist in diesen Bereichen keine kristalline Ordnung zu erkennen. Dies und der einheitliche Kontrast bestätigen eine homogene Amorphisierung. Die bereits diskutierte Asymmetrie in der Dicke der amorphisierten Schicht bei der Deposition von Fe auf B bzw. B auf Fe wird durch diese Aufnahme nochmals bestätigt. Bei der B-Deposition bildet sich eine ca. 2,0±0,5nm dicke amorphe Schicht aus; im umgekehrten Fall sind es ca. 3,0±0,5nm Dicke. Im unteren Teil des Bildes ist das Siliziumsubstrat, insbesondere die epitaktische Kristallstruktur, zu erkennen.

Die TEM-Aufnahme der $(Fe_{2.5nm}B_{0.5nm})_{12}$-Multilage in Abb. 3.20b) zeigt in der unteren Hälfte der Abbildung auch das atomar aufgelöste Siliziumsubstrat. Im oberen Teil ist keine Schichtstruktur der deponierten Multilagen und vor allem keine Kristallstruktur zu erkennen. Die Probe ist vollständig und homogen amorphisiert. Die eingekreisten Bereiche lassen kleinste Eiseneinschlüsse vermuten, welche für die Laserablation charakteristisch sind („Droplets“ [Chr94]).

Der im Bild von oben nach unten zunehmende Kontrast ergibt sich aus der Probenpräparation (keilförmige Ausdünnung) für die TEM-Untersuchungen und hat nichts mit einem etwaigen Gradienten in der Stöchiometrie zu tun. Dadurch ist eine abnehmende Transmission der Elektronen von oben in Richtung des Siliziumsubstrats zu erwarten. Dies führt zu einem erhöhten Grauwert in den tiefer liegenden Schichten.

Die $(Fe_{2.5nm}B_{0.5nm})_{12}$-Multilage ist also vollständig und homogen amorphisiert. Die Stöchiometrie entspricht einer a-$Fe_{75}B_{25}$-Legierung.

3.2.4 Magnetismus a-FeB Schichten

Neben dem Einsatz des a-FeB als weichmagnetische Sensorschicht in einem Spinventil, bietet diese Verbindung auch die Möglichkeit, die Sättigungsmagnetisierung über die Stöchiometrie einzustellen.

Magnetische Ordnung ist auf die Existenz magnetischer Momente durch ungepaarte Elektronen zurückzuführen. Diese tragen wegen ihres Spins und aufgrund ihres Bahndrehimpulses einen Beitrag zum magnetischen Moment bei. Für das Auftreten des Magnetismus ist eine kristalline Ordnung über große Reichweiten nicht notwendig. Die Austauschwechselwirkung wirkt auf die nächsten Nachbarn. Diese Nahordnung ist auch bei amorphen Ferromagneten gegeben. Die Untersuchung der Photoemissionsspektren der FeB-Grenzfläche während der Deposition (vgl. hierzu Kap. 3.2.1 insbesondere Abb. 3.15) zeigt die elektronische Struktur der amorphen Phase. Analog zum Kristall ist eine spinabhängige Zustandsdichte gegeben, welche für beide Spinsorten unterschiedlich ist und damit den ferromagnetischen Zustand definiert. Allerdings ist im Gegensatz zu kristallinen Materialien kein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Energie und den Impulsen der elektronischen Zustände in Form einer Dispersionsrelation $\varepsilon(\vec{k})$ gegeben.

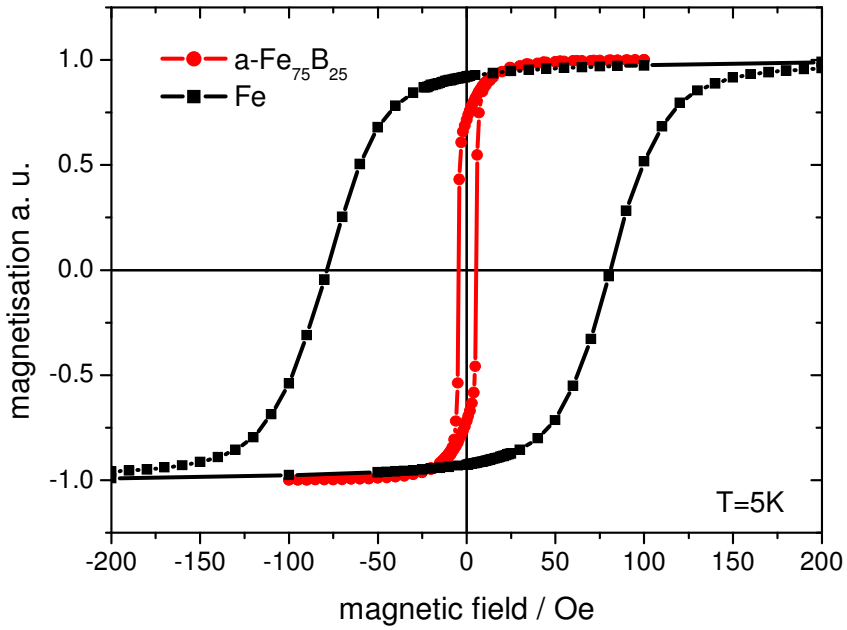


Abb. 3.21: *Magnetisierungskurve M(H) einer laserablatierten a-$Fe_{75}B_{25}$-Schicht. Zum Vergleich ist die Kurve für eine reine ablatierte Fe-Schicht mit abgebildet.*

Die Abbildung 3.21 zeigt die mit einem kommerziellen Magnetometer (MPMS-System der Fa. Quantum Design) aufgenommenen Magnetisierungskurven *M(H)* einer $[Fe_{2.5nm}B_{0.5nm}]_5$-Multilage und einer reinen Eisenschicht (Dicke 5nm). Die Stöchiometrie der Legierung entspricht a-$Fe_{75}B_{25}$. Die Koerzitivfeldstärke $H_c \sim 4{,}5Oe$ der amorphen Legierung ist im Vergleich zur reinen Eisenprobe mit $H_c \sim 78Oe$ deutlich geringer. Aus der Sättigungsmagnetisierung der Legierung berechnet man das magnetische Moment einer a-$Fe_{75}B_{25}$ zu $1{,}75\mu_B$ pro Eisenatom.

Die Abbildung 3.22 zeigt die Werte für das magnetische Moment einiger laserablatierter Legierungen im Vergleich zu Proben, die mit anderen Methoden hergestellt wurden. In der Kurve ist das magnetische Moment pro Eisenatom in Vielfachen des Bohr´schen Magnetons $\mu_B = 9{,}2741 \cdot 10^{-24}\, J/T$ dargestellt. Das magnetische Moment kann direkt aus der Sättigungsmagnetisierung der *M(H)*-Kurve berechnet werden. Die Werte der ablatierten Proben liegen etwas zu hoch. Die tatsächliche Bor-Konzentration der ablatierten Legierungen ist wegen des bereits diskutierten Kohlenstoffgehalts niedriger als erwartet, was den Versatz zu den mit anderen Methoden hergestellten Proben teilweise erklären kann. Außerdem lassen die TEM-Aufnahmen kleine Fe-Einschlüsse (mit einem höheren magnetischen Moment) vermuten (siehe Abb. 3.20 b)), aufgrund derer das magnetische Moment erhöht sein könnte.

Zusammen mit der gezielten Variation des elektrischen Widerstandes kann das Materialsystem a-FeB, sowohl bezüglich der resistiven als auch der magnetischen Eigenschaften in einem großen Bereich über die Stöchiometrie auf die jeweiligen Anforderungen eingestellt werden.

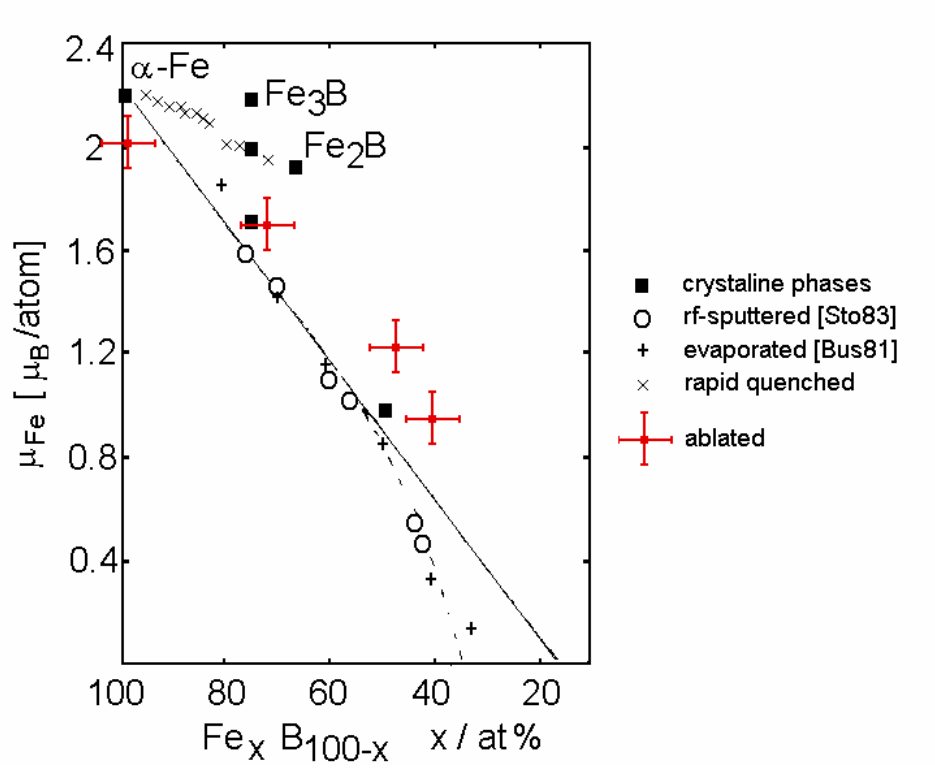


Abb. 3.22:
Magnetisches Moment pro Fe-Atom in Sättigung in Vielfachen von μ_B. Es wurden Werte anderer Gruppen, die andere Herstellungsverfahren verwendeten, mit dargestellt. Die Werte der kristallinen Phasen wurden zum Vergleich mit abgebildet.

3.2.5 Exchange Bias an a-FeB

Es wurde gezeigt, dass der spezifische Widerstand und die magnetischen Eigenschaften von a-FeB-Legierungen gezielt über die Stöchiometrie eingestellt werden können. In herkömmlichen Spinventilen wird meist der „Exchange Bias"-Effekt genutzt, um den Magnetfeldbereich der antiparallelen Orientierung der beiden Magnetschichten im Sensor zu vergrößern. Dies gelingt durch das Ausnutzen einer Austausch-Anisotropie bei der Kopplung einer der beiden Sensorschichten der Spinventile an einen Antiferromagneten (hier CoO; T_N~290K [Nog99]). Außerdem gestattet dies, die Verwendung des gleichen Ferromagneten für beide Schichten, da die gepinnte Schicht eine höhere Koerzitivfeldstärke zeigt [Nog99].

An dieser Stelle wird deshalb zunächst untersucht, ob eine a-FeB-Schicht in direktem Kontakt mit einer CoO-Schicht einen „Exchange Bias"-Effekt zeigt.

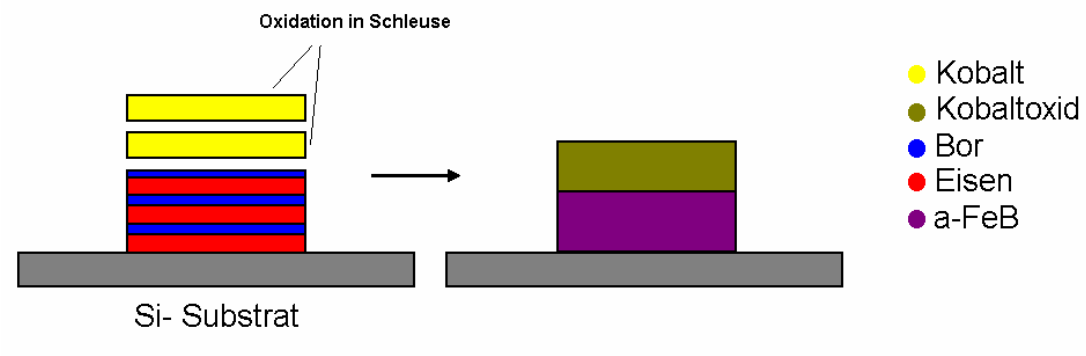


Abb. 3.23: *Schematische Darstellung einer Si/a-$Fe_{80}B_{20}$/CoO-Probe, an welcher der „Exchange Bias"-Effekt des a-FeB nachgewiesen wurde. Links ist die Abfolge der zu ablatierenden Einzelschichten skizziert. Die antiferromagnetische CoO-Schicht wurde durch gezielte Oxidation hergestellt.*

Es wurde die in Abb. 3.23 schematisch dargestellte $[Fe_{2,6nm}/B_{0,4nm}]_3$-Multilage deponiert. Die Modulationslänge war ausreichend klein, um eine vollständige Amorphisierung zu gewährleisten. Die Energiedichte war mit 12J/cm^2 hoch, um die Grenzflächenreaktion zu unterstützen. Nach Nogues und Schuller ist eine Schichtdicke des Antiferromagneten von ca. 6nm notwendig um das maximale „Bias"-Feld H_{eb} zu erreichen [Nog99]. Um dies sicher zu erreichen, wurde der Antiferromagnet deshalb durch zweimalige Deposition von je 3-4nm Kobalt und anschließender Oxidation in der Schleuse zur UHV-Kammer, hergestellt (10min, $p(O_2)$~10^{-3}mbar). Die Dauer der Sauerstoffexposition ist für eine vollständige Oxidation der Kobaltsschicht ausreichend (vgl. [Gru00]).

Die Abbildung 3.24 zeigt den Vergleich zwischen „zero-field-", „negative-field-" und „field-„cooled" Kurve. Bei der „zero-field-cooled" Kurve wird die Probe feldfrei unter T_N eingekühlt und anschließend die $M(H)$-Kurve aufgenommen. Der Antiferromagnet liegt im ungeordneten Zustand vor, so dass die a-FeB Schicht nicht gepinnt wird. Bei der „field-cooled" bzw. „negativ-field-cooled" Kurve wurde die Probe oberhalb T_N in einem Einkühlfeld von +0.5T bzw. -0.5T magnetisiert. Der AFM ist orientiert und wird im Feld eingekühlt. Damit wird die in Kontakt liegende a-FeB Schicht gepinnt. Dies äußert sich in beiden Fällen in einer Zunahme der Koerzitivfeldstärke auf ca. $H_c \sim 180Oe$. Der Kurvenmittelpunkt verlagert sich um das „Bias"-Feld $H_{eb} \sim 225Oe$ bzw. $H_{eb} \sim 175Oe$ in die entgegengesetzte Richtung des Einkühlfeldes.
Amorphe FeB Legierungen können also an CoO gepinnt werden.

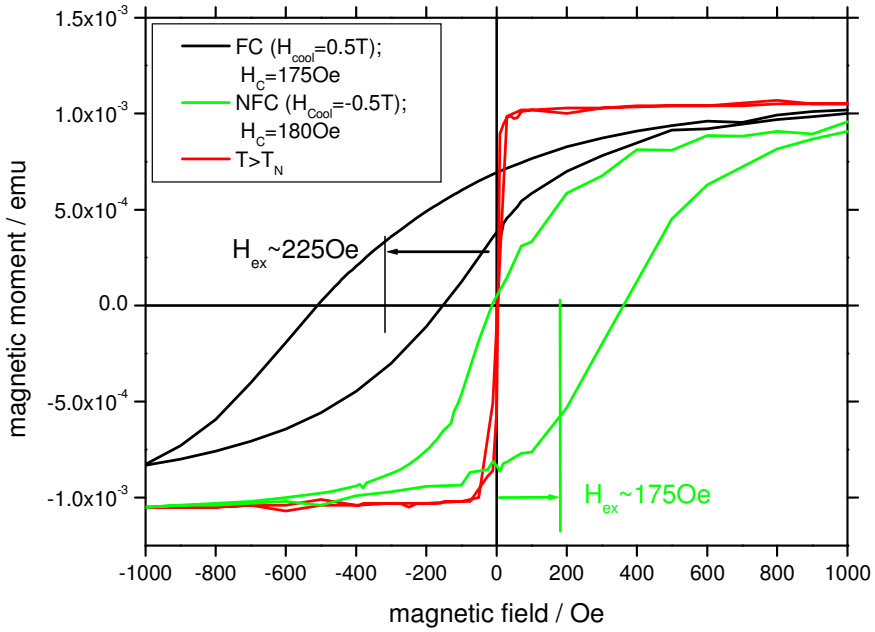


Abb. 3.24: *M(H)-Kurven zur Veranschaulichung des „Exchange bias“-Effektes an einer a-FeB/CoO-Schicht. Rot bei 300K>T_N. Die schwarze bzw. grüne Kurve zeigt die „field-cooled“ (fc) bzw. „negativ-field-cooled“ (nfc) Kurve bei einem Einkühlfeld von +0,5T bzw. -0,5T und einer Temperatur von 50K.*

Fazit:

Die Herstellung amorpher FeB-Legierungen über eine Grenzflächenamorphisierung durch die abwechselnde Deposition hinreichend dünner Eisen- bzw. Bor-Schichten konnte gezeigt werden. Die magnetische und resistive Charakterisierung in Abhängigkeit von der Stöchiometrie zeigt eine Abnahme des magnetischen Momentes pro Fe-Atom bzw. eine Zunahme des spezifischen Widerstandes mit zunehmender Bor-Konzentration. Die Magnetisierungskurve zeigt eindeutig den weichmagnetischen Charakter ($H_C \sim 4{,}5Oe$) des a-FeB.

Es sind der spezifische Widerstand und die Sättigungsmagnetisierung über einen weiten Bereich der Stöchiometrie auf die jeweiligen Anforderungen einstellbar. Zusammen mit dem gezeigten „Exchange Bias“-Effekt sind somit alle Bedingungen erfüllt, um Spinventile mit einstellbaren Parametern herzustellen und zu charakterisieren.

3.3 Spinventile

Es konnte im vorherigen Abschnitt gezeigt werden, dass durch eine Grenzflächenreaktion homogene amorphe FeB-Legierungen mit einer Schichtdicke von wenigen nm hergestellt werden können. Die Verwendung von a-FeB als weichmagnetische Sensorschicht in einem Spinventil sollte die Empfindlichkeit eines GMR-Sensors im Vergleich zu einer reinen Eisenschicht steigern, da die Koerzitivfeldstärke des a-FeB um eine Größenordnung kleiner ist. In der Literatur findet man Untersuchungen an einem ähnlichen System a-CoFeB [Jim95, Jim96], wobei die binäre a-FeB-Legierung einfacher herzustellen ist. Eine Charakterisierung des Magnetotransportes in Abhängigkeit von der Stöchiometrie wurde von Jimbo et al. nicht durchgeführt.

Zunächst war unklar, ob die Laserablation als Depositionsmethode für Spinventile überhaupt geeignet ist. Die kinetische Energie der deponierten Teilchen bei dieser Methode liegt mit ca. 100eV deutlich über der des Aufdampfens (E_{kin}~1eV) bzw. der des Sputterns (E_{kin}~10eV). Für die Herstellung von GMR-Elementen ist die Deposition einer geschlossenen ultradünnen Zwischenschicht (einige nm) notwendig. In Zusammenarbeit mit M. Krieger konnte zum ersten Mal an CuCo-Multilagen gezeigt werden, dass funktionierende Spinventile mit der Laserablation deponiert werden können [Kri04].

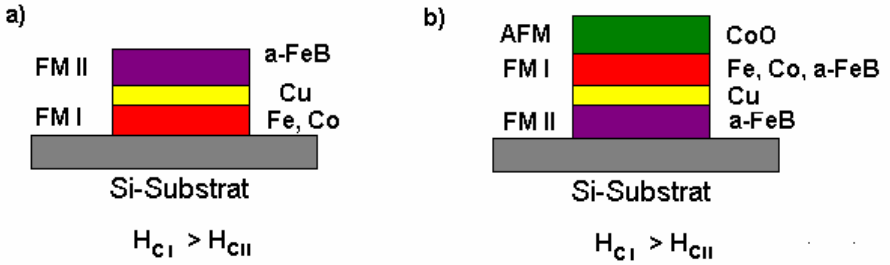


Abb. 3.25: *Schematische Darstellung der deponierten Multilagen, die einen GMR-Effekt zeigen sollten:*
a) mit zwei Ferromagneten unterschiedlicher Koerzitivfeldstärke
b) mit gepinnter Ferromagnetsicht.

Die Abbildung 3.25 zeigt eine schematische Darstellung der in der vorliegenden Arbeit untersuchten Schichtabfolgen. Abbildung 3.25a) zeigt ein Spinventil, bei welchem die beiden Ferromagnete durch eine Zwischenschicht aus Kupfer (Dicke~3-5nm) voneinander separiert sind. Die Zwischenschichtdicke ist hinreichend dick, dass die Austausch-Kopplung beider Schichten als klein angenommen werden kann [Par90]. Für den FM I wurde Eisen oder Kobalt verwendet, FM II war die jeweilige a-FeB-Legierung (kleine Koerzitivfeldstärke).

In Viellagen der Bauweise aus Abb. 3.25b) wird der FM I über den „Exchange Bias"-Effekt durch eine CoO-Schicht gepinnt (vgl. hierzu Kap. 3.1.4). Die Hysterese-Kurve ist um das Biasfeld verschoben, so dass der Schaltbereich einseitig vergrößert ist. Man kann aber auch a-FeB für die beiden Ferromagnete verwenden, da die Koerzitivfeldstärke des gepinnten FM (einer der beiden a-FeB-Schichten) ja stark erhöht ist. Die Multilagen wurden abschließend mit je 5nm des Materials der Zwischenschicht (Cu) abgedeckt, um eine Oxidation der Sensorschichten zu verzögern.

3.3.1 Laserablation zur Herstellung von Spinventilen

Es zeigt sich, dass bei Verwendung der Laserablation ein Depositionsprozess notwendig ist, bei dem die Energiedichte von Schicht zu Schicht variiert werden musste (vgl. Kap. 2.1.3). Erste Versuche, bei denen die Schichtabfolge bei einer mittleren Laserfluenz von ca. 9J/cm^2 deponiert wurde, zeigten keinen GMR-Effekt. Die hohe Teilchenenergie fördert eine Durchmischung an der Grenzfläche. Dies ist für die Grenzflächenamorphisierung der weichmagnetischen a-FeB-Schicht zwar förderlich, behindert jedoch die Bildung einer geschlossenen Zwischenschicht. In situ Leitfähigkeitsmessungen und TEM-Bilder zeigten in diesem Fall eine Durchmischung der Zwischenschicht [Ste01].

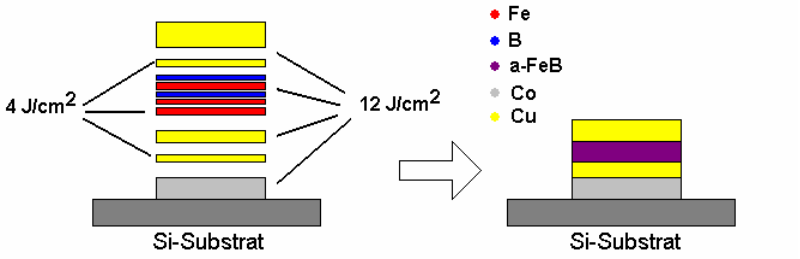


Abb. 3.26: *Schematische Darstellung des Depositionsprozesses. Die Anzahl hochenergetischer Teilchen (E_{kin}~100eV) und damit die Durchmischung an der Grenzfläche wird über die Energiedichte des Lasers am Target variiert.*

Die kinetische Energie der Teilchen kann auf zwei Arten reduziert werden. Es kann in einem inerten Hintergrundgas (He, Ar) deponiert werden. Durch Stöße mit den Gasteilchen kann die kinetische Energie je nach Partialdruck des Gases reduziert werden [Chr94]. Dies begünstigt jedoch die Entstehung von Tröpfchen. Es können keine Viellagen hergestellt werden. Diese Methode wird verwendet, um einen GMR-Effekt im Magnetotransport an granularen Systemen zu erreichen [Ber92].

Die zweite, hier erfolgreich eingesetzte Methode, ist die Reduktion der kinetischen Energie über eine Verringerung der Laserfluenz (vgl. Kap. 2.1.3). Bei der Schichtpräparation werden die, auf eine jede Grenzfläche folgenden Schichten, mit geringer Energiedichte knapp oberhalb der Ablationsschwelle und damit, mit einem hohen Anteil von Neutralatomen (mit E_{kin}~10eV) deponiert. Die restliche Schicht wird dann bei einer hohen Energiedichte deponiert, was die Amorphisierung des Weichmagneten und die Glattheit der Schichten fördert. Die Abb. 3.26 zeigt die prinzipielle Abfolge der zu deponierenden Schichten und die dazugehörigen Energien. Zusammen mit M. Krieger wurde eine systematische Untersuchung der Laserdeposition an einer Cu/Co Grenzfläche in Abhängigkeit von der Laserfluenz durchgeführt [Kri04b].

Mit Hilfe des beschriebenen Depostionsprozesses wurde als Referenz die abgebildete Co/Cu/Fe/Cu-Multilage auf einem Si-Substrat deponiert (Abb. 3.27a)). Auf das Substrat wurden zuvor Gold-Kontakte (siehe Abb. 3.27 b)) ablatiert. Der erste nm einer Schicht auf eine jede Grenzfläche wurde mit einer Laserfluenz knapp oberhalb der Ablationsschwelle (~4J/cm^2) deponiert, um eine Durchmischung zu verhindern. Der Magnetotransport wurde in CIP („current in plane“)-Geometrie vermessen.

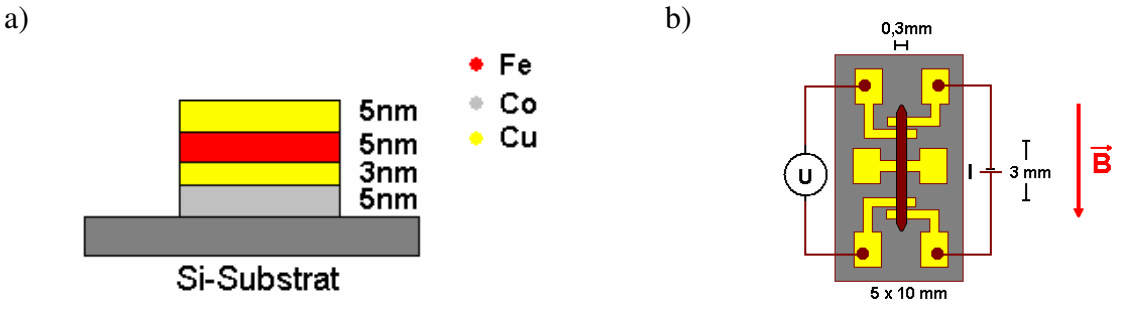


Abb. 3.27: *a) Schematische Darstellung der Co/Cu/Fe/Cu- Multilage als Referenz. b) Skizze der Proben- und Messgeometrie mit den Kontaktflächen zur Bestimmung des elektrischen Widerstandes.*

Die Bestimmung der Magnetisierungskurve *M(H)* war zu diesem Zeitpunkt der Arbeiten problematisch. Aufgrund der Probengeometrie (geringe Breite von nur 0,3mm, vgl. Abb. 3.27b)) lag das mit dem SQUID-Magnetometer gemessene magnetische Moment selbst in Sättigung im Bereich von nur einigen 10^{-6}emu. Dies ist um ca. eine Größenordnung zu klein, um eine aussagekräftige Hysteresekurve aufzunehmen. Um dennoch Informationen über die Magnetisierung der Probe zu erhalten, wurde die Magnetisierungsmessung an einer parallel hergestellten, flächig beschichteten Probe durchgeführt.

Die Abb. 3.28 zeigt die *M(H)*-Kurve der Referenz-Multilage aus Abb. 3.27. Zusätzlich ist die *M(H)*-Kurve einer reinen Eisenschicht der Dicke 5nm mit abgebildet. Vergleicht man beide *M(H)*-Kurven, so erkennt man im Fall der Multilage, eine zweite überlagerte Hysteresekurve, die der Kobaltschicht zugeordnet werden kann. Die erstere, innere Hysterese ist dem Verlauf der Eisenreferenz qualitativ sehr ähnlich, wobei die Koerzitivfeldstärke gegenüber der des Eisens ($H_c(Fe)$~78Oe) etwas verbreiter erscheint. Dies kann an der noch vorhandenen schwachen Zwischenschichtkopplung der beiden Ferromagnete über die nur 3nm dicke Cu-Zwischenschicht liegen.

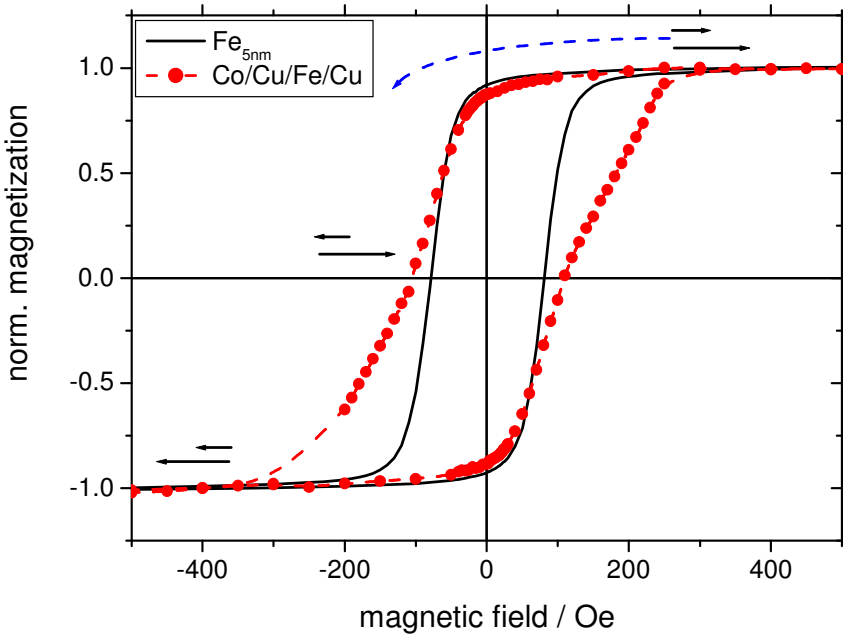


Abb. 3.28: *M(H)-Kurve des Referenz-Spinventils (bei T=5K). Zum Vergleich ist die M(H)-Kurve einer Eisenschicht der Dicke 5nm mit dargestellt.*

Bei Dicken der Zwischenschicht unter 3nm wurde nur **eine** Hysteresekurve beobachtet. Die Zwischenschicht war möglicherweise nicht mehr geschlossen und die beiden Ferromagnete koppelten direkt miteinander. Für wesentlich dickere Zwischenschichten ist das GMR-Verhältnis reduziert [Sih03], weshalb im Folgenden d=3nm für die Dicke der Zwischenschicht gewählt wurde.

Folgt man in der *M(H)*-Kurve der Abb. 3.28 dem Magnetfeld von hohen positiven Magnetfeldern her kommend (blauer Pfeil), so ändert zunächst die Eisenschicht ihre Magnetisierungsrichtung (ungefähr bei -100Oe). Im Bereich von $-100Oe < H < -300Oe$ sind die Magnetisierungen in den beiden Ferromagneten antiparallel orientiert. Für noch kleinere Magnetfelder als die Koerzitivfeldstärke des Kobalts $H_C(Co) \sim -300Oe$, liegen die Magnetisierungsvektoren wieder parallel. Der gleiche Verlauf tritt im umgekehrten Fall für wieder zunehmende Magnetfelder auf. Der Widerstand sollte im Bereich $-300Oe < H < -100Oe$ ein Maximum haben, und damit einen GMR-Effekt zeigen.

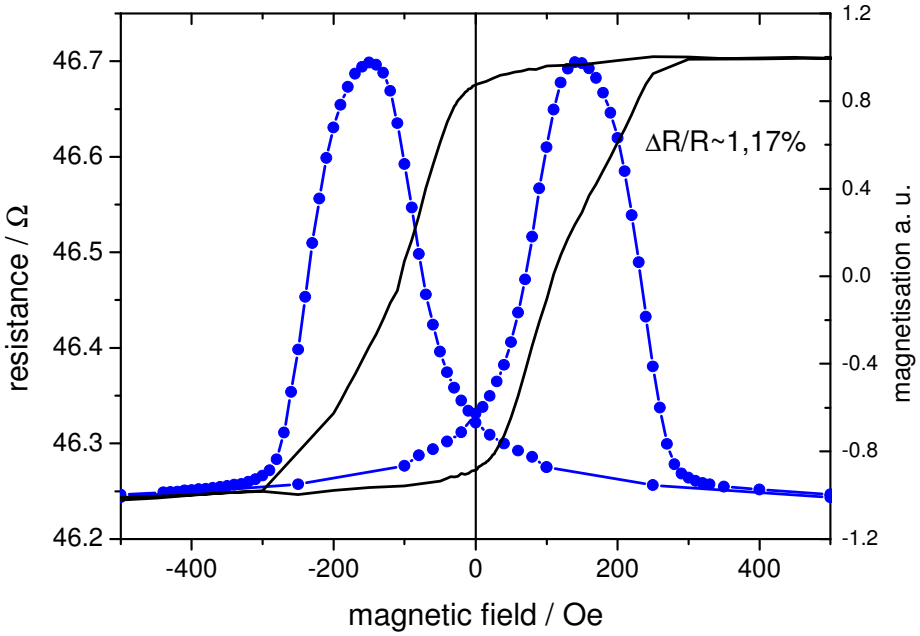


Abb. 3.29: *R(H)-Kurve des Referenz-Spinventils (T=5K). Es wurden auf der rechten Ordinate die zugehörige M(H)-Werte abgetragen.*

Die Abbildung 3.29 zeigt die *R(H)*-Kurve zusammen mit der M(H)-Kurve der Multilage. Es ist ein deutlicher GMR-Effekt zu erkennen. Die Maxima des elektrischen Widerstands liegen bei $H = \pm 140Oe$, also zwischen $100Oe < |H| < 300Oe$ und damit wie erwartet zwischen den Koerzitivfeldstärken der beiden Ferromagnete. Dies entspricht der antiparallelen Orientierung der Magnetisierung in beiden Ferromagnetschichten.

Für das GMR-Verhältnis berechnet man nach Gl. 3.3

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(\uparrow\downarrow) - R(\uparrow\uparrow)}{R(\uparrow\uparrow)} = 1{,}17\% \quad (\text{mit } R(\uparrow\uparrow) = R(1T)).$$

3.3.2 Variation der Stöchiometrie

In diesem Kapitel wird der Magnetotransport von Spinventilen, in die a-FeB-Legierungen, als weichmagnetische Sensorschicht integriert wurden, analysiert. Ziel ist die Untersuchung der Abhängigkeit der wesentlichen Parameter des Spinventils von der Stöchiometrie der Sensorschicht. Die Abb. 3.30 zeigt die Multilagenstruktur.

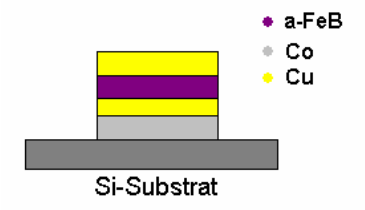


Abb. 3.30: *Schematische Darstellung der Spinventile mit einer Sensorschicht aus a-FeB. Die Schichtdicken sind identisch zur Referenz Probe in Abb. 3.28.*

Die Abbildung 3.31 zeigt die *R(H)*-Kurvenschar für verschiedene Stöchiometrien der Sensorschicht (links). Rechts oben sind die *R(H)*-Kurven gegen das Magnetfeld abgetragen; rechts unten sind die GMR-Verhältnisse in Abhängigkeit von der Fe-Konzentration abgebildet.

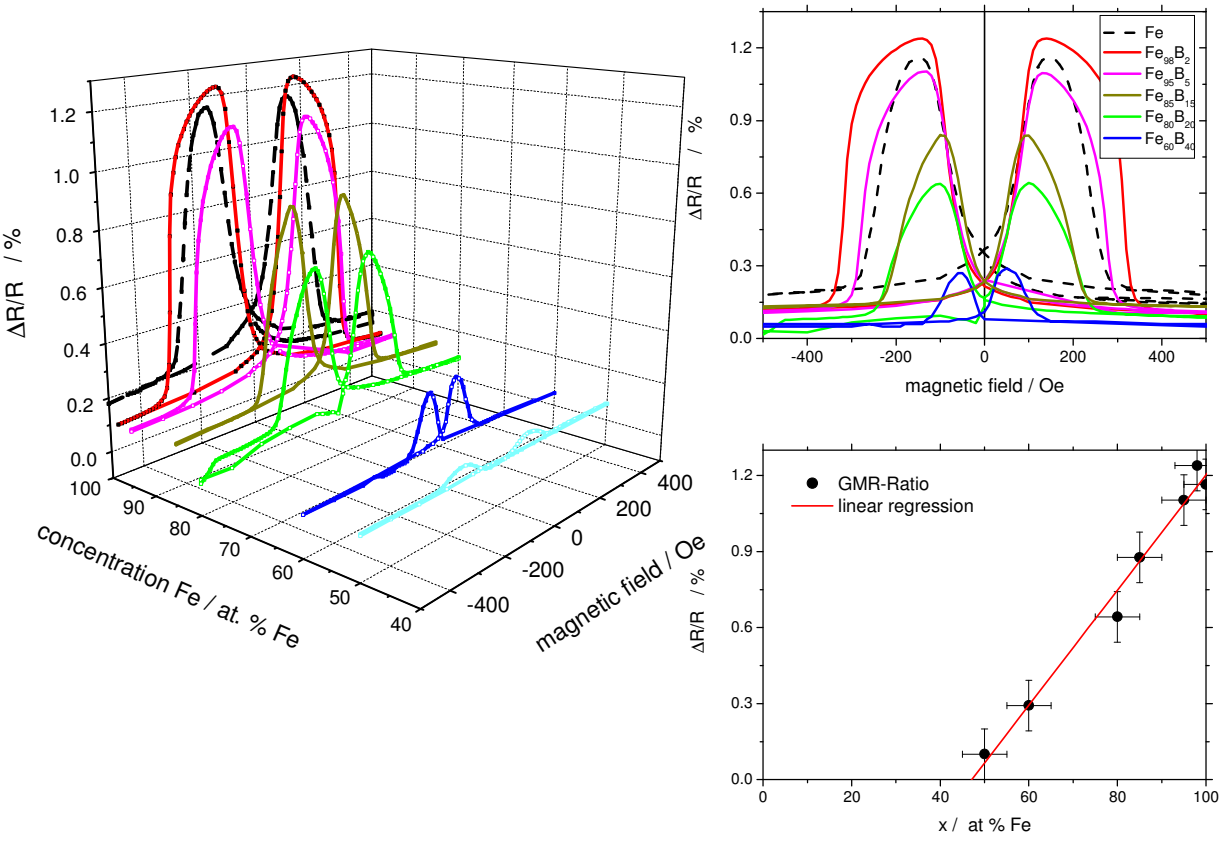


Abb. 3.31: *Links ist die R(H)-Kurvenschar der Spinventile in Abhängigkeit von der Stöchiometrie der a-FeB-Sensorschicht dargestellt. Rechts oben ist die Projektion auf die Ordinate dargestellt. Rechts unten sind die GMR-Verhältnisse der linken Kurvenschar in Abhängigkeit von der Eisenkonzentration abgebildet.*

Das GMR-Verhältnis nimmt annähernd linear mit zunehmendem Bor-Gehalt ab. Eine Extrapolation der Geraden lässt für eine Eisenkonzentration unterhalb von 40% keinen GMR-Effekt mehr erwarten. Dies ist mit Abb. 3.22 konsistent, da das magnetische Moment für eine Eisenkonzentration unterhalb ca. 35% (Fe) ganz verschwindet.
Die Einstellbarkeit des GMR-Verhältnisses ist über einen großen Bereich der Stöchiometrie der amorphen Sensorschicht gegeben.

Tabelle 3.1 zeigt eine Zusammenstellung verschiedener Parameter der Spinventile. Mit abnehmender Eisenkonzentration *x* nimmt der spezifische Widerstand zu und das magnetische Moment pro Fe-Atom ab. Zum Vergleich wurden in die Tabelle die Werte des elektrischen Widerstandes bei einem festen Magnetfeld (1T) eingetragen. Die Zunahme des spezifischen Widerstandes der a-FeB-Schicht ist mit der Zunahme des elektrischen Widerstands der gesamten Multilage konsistent. Das GMR-Verhältnis nimmt stetig ab.

x in at % Fe	R(1T) in Ohm	$\rho(a\text{-}Fe_xB_{100-x})$ Schicht[i)] in µΩcm	mag. Moment pro Fe-Atom[ii)] in $\mu_B \pm 0.05\mu_B$	GMR-Ratio in %
100	46.2	~ 30-40	2,20	1.17
98	47.0	~ 122	2.15	1.24
95	47.5	125	2.10	1.10
85	49.6	130	1.80	0.88
80	50.1	136	1.70	0.64
60	60.5	165	1.15	0.29
50	70.3	190	0.75	0.11[4)]

Tab. 3.1: *GMR-Verhältnis und einige von der Stöchiometrie abhängende Parameter zu den a-FeB Sensorschichten in den vorgestellten Spinventilen. ([i)] Werte aus Abb. 3.19, [ii)] Werte aus Abb. 3.22).*

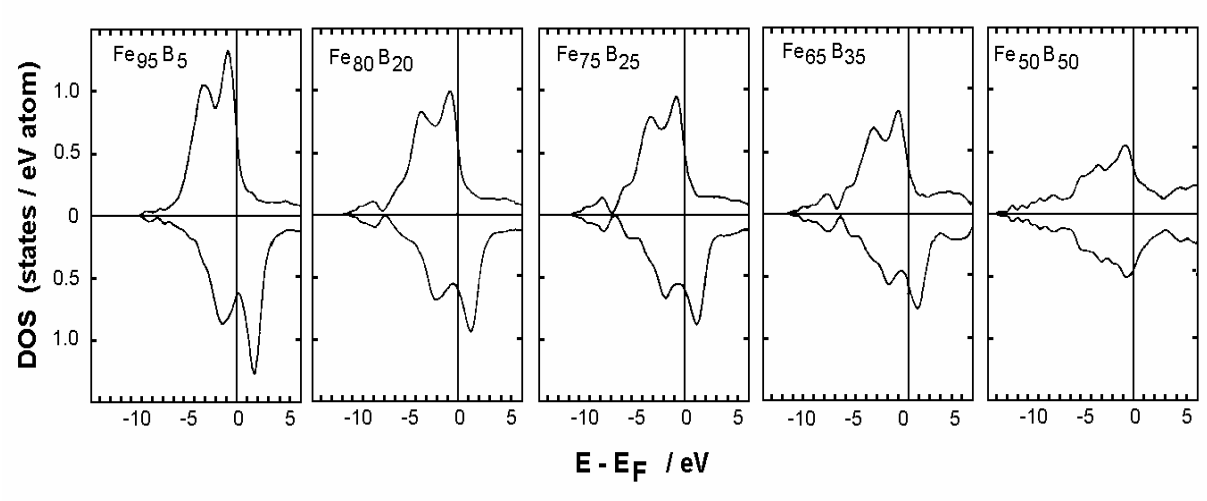


Abb. 3.32: *Spinabhängige Zustandsdichte amorpher Fe_xB_{100-x} Legierungen aus LTMO (**l**iner-**m**uffin-**t**in-**o**rbital)-Berechnungen (aus [Haf94]).*

[4)] Bei der Probe mit einer a-$Fe_{50}B_{50}$-Sensorschicht ist im Magnetotransport ein AMR-Effekt überlagert, weshalb die *R(H)*-Kurve etwas „verbreitert" erscheint. An einer Referenzprobe wurde in dieser Geometrie ein Beitrag von -0,2% für den AMR-Effekt ermittelt. Die Bestimmung des AMR-Effekts wird in Kap. 3.1.5 diskutiert.

Abbildung 3.32 zeigt die Berechnung der elektronischen Bandstruktur amorpher Fe_xB_{100}-Legierungen in Abhängigkeit von beiden Spinsorten [Haf94]. Mit zunehmender Bor-Konzentration nimmt die Zustandsdichte an der Fermikante $D(E_F)$ für beide Spinsorten ab. Auch die Spinpolarisation P

$$P = \frac{D_{\uparrow}(E_F) - D_{\downarrow}(E_F)}{D_{\uparrow}(E_F) + D_{\downarrow}(E_F)} \qquad (3.11)$$

wird geringer [Sou98]. Der GMR-Effekt beruht im Wesentlichen auf einem Unterschied in der Zustandsdichte an der Fermikante $D(E_F)$ für beide Spinsorten, d. h. der Spinpolarisation P. Nimmt diese ab, so wird der Unterschied in der spinabhängigen Streuung kleiner. Die Folge ist die beobachtete Abnahme des GMR-Verhältnisses.

Durch die zunehmende Beimischung von Bor in die weichmagnetische Sensorschicht wird auch der Schaltbereich, also der Bereich des Magnetfeldes, indem eine antiparallele Orientierung der Magnetisierungsvektoren in beiden Ferromagneten erreicht wird, immer schmäler (siehe Magnetisierungskurven in Abb. 3.31). Des Weiteren nimmt der elektrische Widerstand der Spinventile mit der Bor-Konzentration zu.

Die absolute Feldempfindlichkeit des GMR-Sensors wird durch das Magnetfeld, bei dem die Auslöseschwelle der Elektronik auf die Widerstandszunahme liegt, gegeben. Hier in dieser Arbeit sei dies das Feld, bei welchem 50% des GMR-Effektes erreicht werden, das entspricht $\sim H_c(a\text{-}FeB)$ (blauer Punkt im Inset zu Abb. 3.33). Mit abnehmender Eisenkonzentration nimmt die absolute Feldempfindlichkeit zu. Über die Stöchiometrie der a-FeB-Schicht kann die Empfindlichkeit des Sensors auf ein Magnetfeld ungefähr im Bereich 5Oe<H<75Oe eingestellt werden.

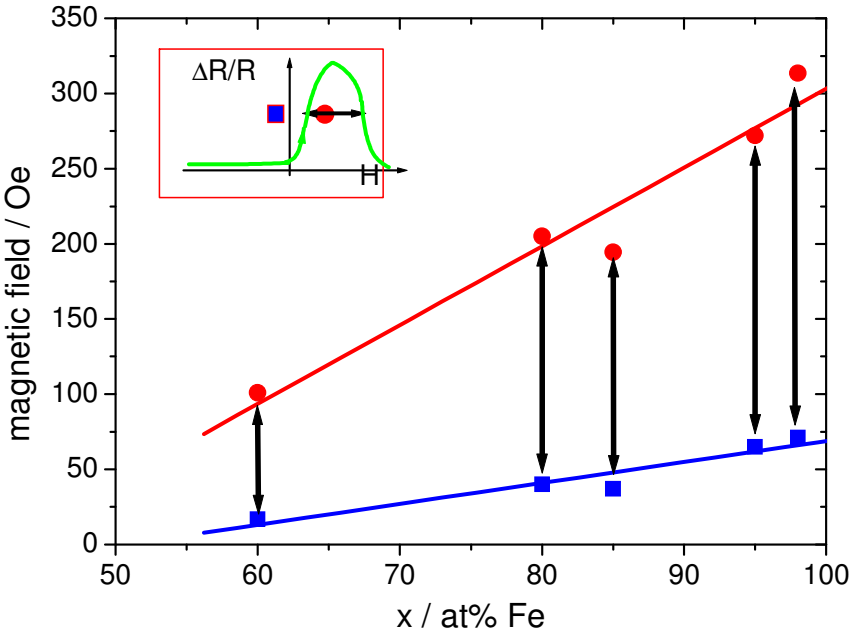


Abb. 3.33: *Magnetfelder bei welchen die Spinventile 50% des maximalen GMR-Verhältnisses erreichen als Funktion der Fe-Konzentration in der Sensorschicht. Die schwarzen Pfeile geben den Schaltbereich an, innerhalb dessen eine antiparallele Orientierung der Magnetisierungen erreicht ist.*

In der Abbildung 3.33 sind die Werte, bei denen durch einen zunehmende Parallelisierung der Magnetisierungen, also durch das Schalten der Kobaltschicht, wieder ein Wert von 50% des maximalen GMR-Verhältnisses erreicht werden kann, rot dargestellt. Der Bereich zwischen beiden Kurven gibt in etwa den Feldbereich an, in dem eine antiparallele Orientierung der Magnetisierungen in den beiden Ferromagneten auftritt (schwarze Pfeile). Mit zunehmendem Eisengehalt wird der Schaltbereich größer.

Es ist erstaunlich, dass die Koerzitivfeldstärke der hartmagnetischen Kobaltschicht mit abnehmender Fe-Konzentrationen der a-FeB-Schicht abnimmt, denn es wurde ja an der hartmagnetischen Schicht nichts verändert. Zum einen ist noch eine schwache Kopplung der beiden Ferromagnete über die Cu-Zwischenschicht ($d = 3nm$) zu erwarten (vgl. [Par90]). Zum anderen begünstigt der Einfluss von Streufeldern (insbesondere in Bereichen über den Domänenwänden) des Weichmagneten ein Entmagnetisieren und damit früheres Ummagnetisieren des Hartmagneten. Eine eingehendere Diskussion der lokalen Streufelder im Bereich der Domänenwände wird in den Kapitel 4.4 und 4.5 vorgenommen. Es sei hier bereits drauf hingewiesen, das lokal einige wenige nm oberhalb einer Domänenwand, Streufelder die, das externe Feld um mehrere Größenordnungen übertreffen, entstehen können.
An Spinventilen wurde dies für mehrere aufeinander folgende Lesezyklen eindeutig nachgewiesen (vgl. [McC99]).

Inwiefern sollte das Schalten der Co-Schicht dann vom Eisengehalt der weichmagnetischen Sensorschicht abhängig sein?
Mit abnehmendem Eisengehalt wird das magnetische Moment pro Fe-Atom kleiner, damit wird die Dipolwechselwirkung zwischen den Momenten geringer. Die Bereiche homogener Magnetisierung, also die Domänen, werden kleiner. Die Anzahl der Domänenwände und deren Streufelder nehmen zu. Zusammen mit dem Beitrag aus einer noch vorhandenen Zwischenschichtkopplung magnetisiert die Co-Schicht deshalb bei kleineren Feldstärken $H_c(Co)$ um.

Fazit:

Es wurde ein Depositionsprozess vorgestellt mit dem Spinventile mit einer weichmagnetischen amorphen FeB-Sensorschicht laserablatiert werden konnten. Es tritt ein deutlicher GMR-Effekt auf. Dieser ist von der Stöchiometrie der a-FeB Legierung abhängig. Mit zunehmender Bor-Konzentration nimmt der elektrische Widerstand des gesamten Spinventils zu. Der GMR-Effekt nimmt linear mit zunehmender Bor-Konzentration ab. Für Bor-Konzentrationen größer 60% tritt kein GMR-Effekt mehr auf. Der bestimmende Effekt, ist die Abnahme der Spinpolarisation an der Fermikante.

Durch die Beimischung von B in das Fe der weichmagnetischern Sensorschicht entstehen Spinventile mit einstellbaren Parametern: Schaltbereich $H_c(a\text{-}FeB)\text{-}H_c(Co)$, der elektrische Widerstand R, sowie die Empfindlichkeit des Spinventil-Sensors $\Delta R / H$.

3.3.3 Spinventil mit gepinnter Ferromagnetschicht

In Kap. 3.2.5 konnte gezeigt werden, dass eine a-FeB-Schicht an einer CoO Schicht pinnt. Es wird hier gezeigt, dass dies in Spinventilen genutzt werden kann. Die erzielten GMR-Werte sind allerdings geringer als in den ungepinnten Systemen.

Abb. 3.34 zeigt *M(H)*-Kurven an dem System *CoO/a-$Fe_{75}B_{25}$/Cu/a-$Fe_{75}B_{25}$* in dem die beiden ferromagetischen Schichten die gleiche Stöchiometrie aufweisen. Allerdings ist die obere Schicht an CoO gepinnt. Die Messkurven wurden bei zwei verschiedenen Temperaturen aufgenommen. Die bei T=10K gemessene Kurve zeigt wie erwartet eine ausgeprägtere Struktur mit dem größeren „Bias"-Feld (H_{eb}=300Oe).
Der Gesamtwiderstand des Spinventils liegt bei R=700Ω. Im Magnetotransport tritt bei dieser Probe aber kein GMR-Effekt auf. Dies kann mehrere Ursachen haben. Der elektrische Widerstand der beiden amorphen Teilschichten kann mit R~12kΩ abgeschätzt werden. Damit dominiert der Stromtransport durch die Zwischenschicht (R~1kΩ). Die spinabhängigen Streuprozesse in den Ferromagneten sind hier nur mehr unbedeutend.

Des Weiteren zeigten Experimente, dass bei einer Dicke der Cu-Zwischenschicht von nur 2,5nm trotz einer verwendeten Energiedichte nahe der Ablationsschwelle keine geschlossene Schicht ablatiert werden kann.

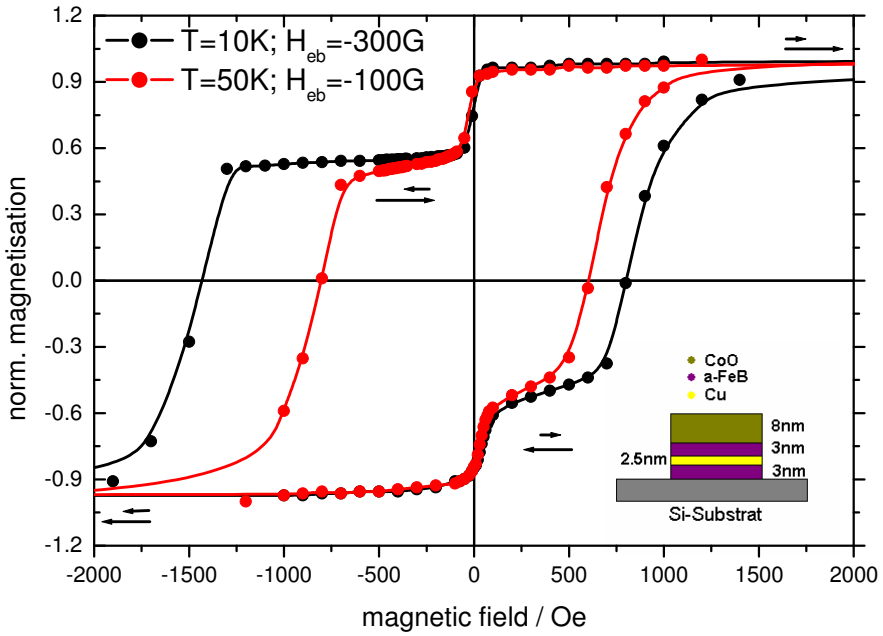


Abb. 3.34: *„Exchange bias"-Effekt an einer CoO/a-$Fe_{75}B_{25}$/Cu/a-$Fe_{75}B_{25}$-Multilage. Das System wurde in einem Feld von H_{cool}=1T eingekühlt. Die M(H)-Kurven wurden bei 10K und 50K aufgenommen.*

Bei den gepinnten Spinventilen ist die Oxidation des Antiferromagneten problematisch. Eine Oxidation der benachbarten Sensorschichten kann nicht ausgeschlossen werden. Von J. Sihler wurden einige Spinventile mit gepinnter Ferromagnetschicht hergestellt, allerdings zeigten diese ein, im Vergleich zu den hier beobachteten Werten, geringeres GMR-Verhältnis im Bereich von nur einigen Promillen [Sih03].

Die Abbildung 3.35 zeigt die Messungen an einer CoO/Co/Cu/a-$Fe_{75}B_{25}$-Multilage mit zugehöriger Magnetisierungskurve.

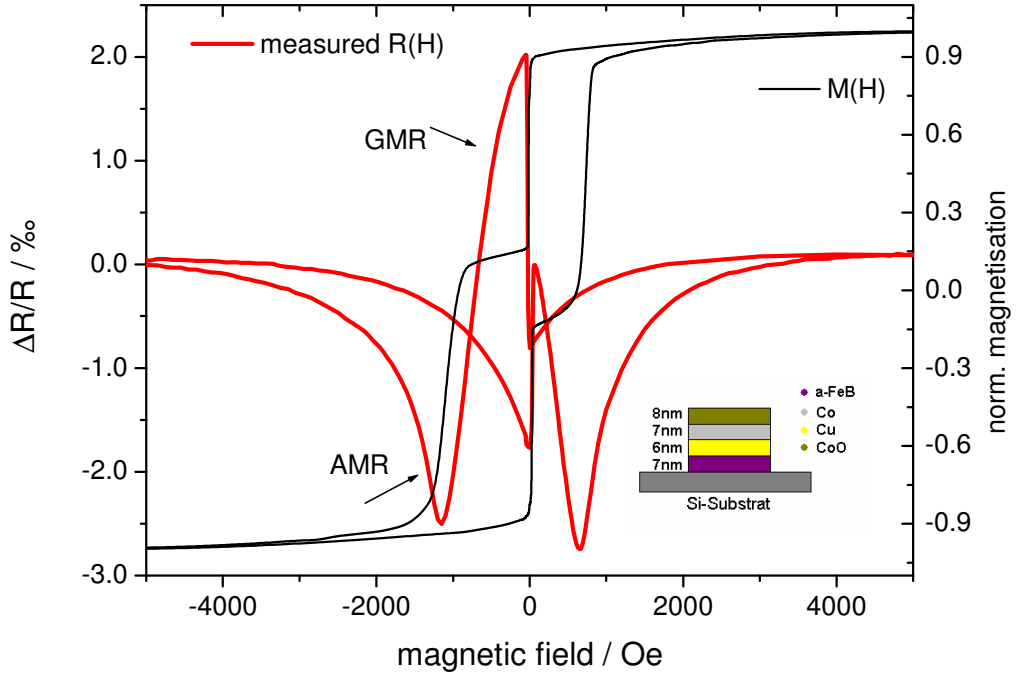


Abb. 3.35: *M(H)- und R(H)-Messkurve eines Spinventils mit gepinnter hartmagnetischer Co-Schicht und einer amorphen FeB-Sensorschicht (Messung J. A. Sihler). Es sind GMR- und AMR-Effekt einander überlagert (T=10K).*

Die Probe wurde bei einem Feld von H=1T eingekühlt. Das „Bias"-Feld liegt bei ca. H_{eb}=300Oe. Der Feldbereich antiparalleler Orientierung der Magnetisierungen erstreckt sich in Richtung negativer Magnetfelder bis ca. -900Oe und in Richtung positiver Felder bis ca. 600Oe. Im Magnetotransport ist ein GMR-Effekt mit überlagertem AMR-Effekt zu sehen. Dies führt auf die beobachtete stark verzerrte Kurvenform.

Referenzmessungen an einer reinen Co-Schicht zeigten in dieser Geometrie mit $\vec{j} // \vec{H}$ (vgl. 3.1.5) einen AMR-Effekt mit einer Abnahme des elektrischen Widerstandes im Bereich der Koerzitivfeldstärke von ca. 3‰.
Extrahiert man aus obiger Kurve den AMR Effekt, ist der GMR-Effekt deutlicher zu erkennen. Abbildung 3.36 zeigt die beiden extrahierten Magnetotransporteffekte. Beide Magnetotransporteffekte sind um das Biasfeld hin zu negativen Magnetfeldern verschoben. Das GMR-Verhältnis liegt bei ca. 3‰ und ist von der gleichen Größenordnung wie der Wert des AMR-Effektes.

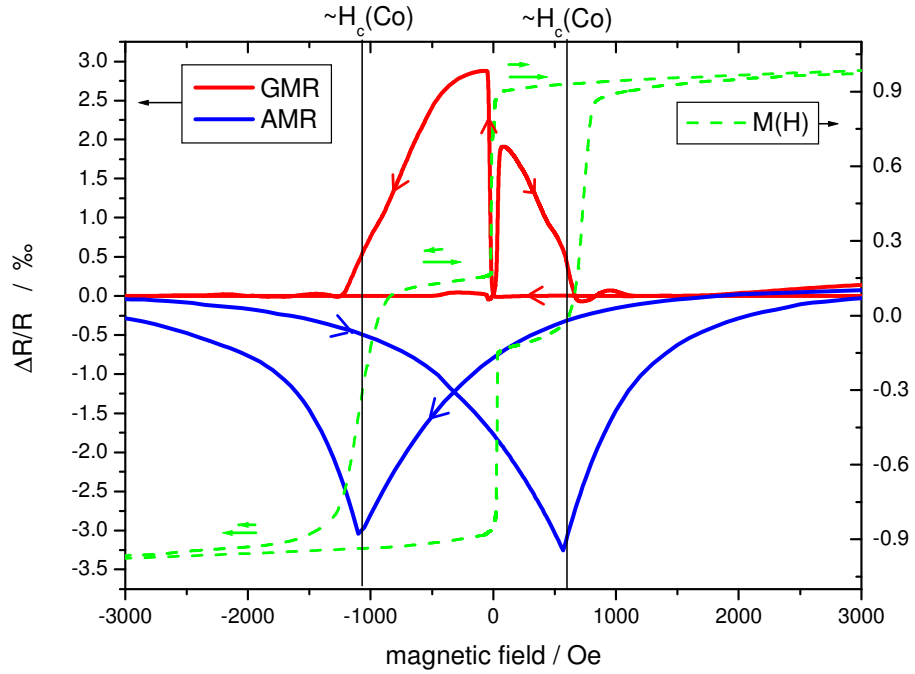


Abb. 3.36: *Aus der Messkurve in Abb. 3.35 berechnete und separierte GMR- und AMR-Signale.*

Es konnte gezeigt werden, dass eine a-FeB-Schicht an einen Antiferromagneten (hier: CoO) „gepinnt“ werden kann und einen „Exchange Bias“-Effekt zeigt. Die R(H)-Kurve an einem Spinventil mit gepinnter Co-Schicht und freier a-FeB-Sensorschicht, zeigt einen GMR-Effekt. Wie erwartet ist der Feldbereich antiparalleler Orientierung mit ca. 1kOe um einen Faktor fünf größer als bei den ungepinnten Systemen.

3.4 Zusammenfassung

Es wurde mit einer Reihe von Experimenten eindeutig gezeigt, dass bei der Deposition von Eisen auf Bor und umgekehrt eine Amorphisierungsreaktion an der Grenzfläche stattfindet. Es bildet sich in einer limitierten Reaktionstiefe von typischerweise 3nm eine a-Fe_xB_{100-x} Legierung aus. Die Stöchiometrie hängt von der deponierten Materialmenge ab. Wird eine Multilage des Typs $[Fe/B]_n$ deponiert, so entsteht schließlich ein Schichtsystem (c-Fe/a-Fe_xB_{100-x}/c-B/a-Fe_xB_{100-x}). Wählt man die Modulationsdicke (d_{Fe}+d_B) kleiner als die Reaktionstiefe (3nm) so erhält man eine homogene a-Fe_xB_{100-x} Legierung. Deren Stöchiometrie (x) kann über die Einzelschichtdicken (d_{Fe} und d_B) eingestellt werden und bestimmt die magnetischen und resistiven Eigenschaften der Legierung. Es konnte gezeigt werden, dass amorphe FeB-Legierungen einen hohen spezifischen Widerstand zeigen. Mit zunehmender Konzentration von Bor nimmt das magnetische Moment in Sättigung bezogen auf ein Eisenatom ab. Die Koerzitivfeldstärke ist im Vergleich zu der des reinen Eisens auf einige wenige Oersted (bei einer a-$Fe_{75}B_{25}$-Legierung H_c~4,5 Oe) reduziert.

Es wurde ein Depositionsprozess (mit Variation der Energiedichten) vorgestellt, mit dessen Hilfe Multilagen hergestellt werden können, bei denen auch dünne Schichten (ca. 3nm) geschlossen sind. Es konnte ein eindeutiger GMR-Effekt an laserablatierten Spinventilen gezeigt werden. Durch den Einbau amorpher FeB-Schichten als weichmagnetische Sensorschicht konnten Spinventile mit einstellbaren Eigenschaften hergestellt werden. Mit zunehmender Bor-Konzentration nimmt der elektrische Widerstand des gesamten Spinventils zu. Der GMR-Effekt nimmt linear mit zunehmender Bor-Konzentration ab. Sensorschichten mit hohen Bor-Konzentration (>60%) zeigen keinen GMR-Effekt mehr. Bandstrukturberechnungen zeigen, dass die Abnahme des GMR-Effektes mit einer Reduktion der Spinpolarisation an der Fermikante erklärt werden kann. Der Schaltbereich $H_c(a\text{-}FeB)\text{-}H_c(Co)$, der elektrische Widerstand R, sowie die Empfindlichkeit des Spinventils $\Delta R / H$ können über die Stöchiometrie eingestellt werden.

Durch die Kopplung einer der beiden Ferromagnetschichten an einen Antiferromagneten konnte der Feldbereich, in dem eine antiparallele Orientierung der Magnetisierungsrichtungen vorliegt, um einen Faktor 5 vergrößert werden. In diesem Zusammenhang konnte eine Kopplung der a-FeB-Schicht an einen Antiferromagneten (CoO) gezeigt werden. Es trat ein deutlicher „Exchange Bias“-Effekt auf. Das Biasfeld liegt bei ca. H_{eb}~300Oe (bei T=10K). Die Koerzitivfeldstärke erhöht sich dabei um den Faktor 40 von ca. 4,5Oe auf ca. 180Oe. Ein GMR-Effekt (im Magnetotransport) an einer gepinnten FeB-Schicht wurde nicht realisiert.

Mit einer gepinnten hartmagnetischen Co-Schicht konnte ein GMR von ca. drei Promille gezeigt werden.

4. Magnetotransport in Multilagen mit einer supraleitenden Teilschicht

Bisher wurde in dieser Arbeit der Magnetotransport herkömmlicher Spinventile untersucht, wobei das Materialsystem (Fe/B) als weichmagnetische Sensorschicht von besonderem Interesse war. In diesem Kapitel wird die Spinventil-Struktur aus Kapitel 3 abgeändert. Das flexible System zur Deposition von Multilagen ermöglicht den Einbau einer supraleitenden Schicht anstelle der normalleitenden Zwischenschicht. Damit können künstliche Ferromagnet/Supraleiter/Ferromagnet (FM/SL/FM)-Hybridstruktur hergestellt werden.
Supraleitung und Ferromagnetismus sind im Allgemeinen sich gegenseitig ausschließende Phänomene. Sie treten nur selten gleichzeitig in ein und demselben Material auf [Sax00]. In künstlichen Hybridstrukturen kann dies durch den direkten Kontakt beider Materialien erzwungen werden, was ein Studium der dabei auftretenden physikalischen Phänomene erlaubt [Buz04].

In diesem Abschnitt wird das Magnetotransportverhalten derartiger (FM/SL/FM)-Schichtsysteme untersucht. Die Schichtdicke des Supraleiters ist dabei kleiner als die London´sche Eindringtiefe λ_L (Längenskala für die Eindringtiefe eines Magnetfeldes in einen Supraleiter). Oberhalb der kritischen Temperatur T_c sollte sich der Supraleiter wie eine normalleitende metallische Zwischenschicht in einem klassischen Spinventil verhalten.
Was aber passiert im Magnetotransport unterhalb von T_c?

Beim Ferromagnetismus wird über die Austauschwechselwirkung eine Parallelstellung von Elektronenspins bevorzugt. Die Energiebänder sind für „spin up"- und „spin down"-Elektronen um die Austauschenergie (~1eV) gegeneinander verschoben (vgl. Kap 3.2). Das Resultat ist eine spontane Magnetisierung des Materials. Die unterschiedliche Zustandsdichte $D(E_F)$ für die beiden Spinsorten an der Fermikante führen außerdem zu einer Spinpolarisation P der Leitungselektronen (vgl. Gl. 3.11).
Quantenmechanisch betrachtet, koppeln bei einem Supraleiter unterhalb T_c zwei Elektronen mit entgegengesetztem Impuls und Spin zu Cooperpaaren [Bar57]. Aus zwei Fermionen entsteht so ein Quasi-Boson. Grund für die Cooperpaarbildung ist eine attraktive Wechselwirkung $V_{kk'}$, die durch einen virtuellen Phononenaustausch mit dem Kristallgitter zustande kommt. Die Elektron-Phonon-Kopplung tritt bei der Streuung eines besetzten Blochzustands mit dem Wellenvektor k in einen freien Zustand mit dem Wellenvektor k' auf. Ursache ist eine Absorption oder Emission eines virtuellen Phonons der Energie $\hbar\omega$. Die Wechselwirkung $V_{kk'}$ ist attraktiv. Es wird ein Teil der kinetischen Energie in Bindungsenergie umgesetzt. Die Cooperpaare unterliegen als (Quasi-) Bosonen nicht mehr der Fermi-Dirac-Statistik normalleitender Elektronen, sondern der Bose-Einstein-Statistik wechselwirkungsfreier Teilchen, so dass alle Cooperpaare in einen makroskopischen Grundzustand kondensieren können (T=0K). Im Bändermodell des Festkörpers entsteht um die Fermikante E_F eine Energielücke (Gap) mit einer Breite von einigen wenigen meV. Eine Streuung dieser gepaarten Elektronen an (realen) Phononen ist nicht mehr möglich, weshalb in diesem Zustand kein elektrischer Widerstand auftritt.

Für Werte unterhalb der kritischen Parameter (Temperatur T_c, Stromdichte j_c, Magnetfeld H_c) mit Stromfluss parallel zum Schichtpaket (CIP-„**c**urent **i**n **p**lane" Geometrie) würde man in FM/SL/FM-Schichten zunächst keine Magnetotransporteffekte erwarten, da der Strom durch den Supraleiter kurzgeschlossen wird. Diese Sichtweise hält jedoch eingehenderen theoretischen Betrachtungen nicht stand.

Diskutiert man beispielsweise den „Proximity-Effekt“, welcher das Verhalten der Cooperpaarwellenfunktion des Supraleiter im Grenzflächenbereich zu einem Ferromagneten untersucht [deG64], so finden sich erstaunliche Ergebnisse [Buz99]. Die kritische Temperatur des Supraleiters wird von der relativen Orientierung der Magnetisierungsvektoren der beiden Ferromagneten abhängig. Dies ermöglicht ein neuartiges Sensorkonzept, ein so genanntes „Low-Field Superconducting Spin Switched Device“ [Tag99, Bal01], das ein Schalten zwischen Normal- und Supraleitung durch kleine äußere Magnetfeldern erlaubt. Die zum Schalten zwischen beiden Zuständen notwendigen Magnetfelder liegen weit unterhalb der kritischen Magnetfeldstärke des Supraleiters.
Betrachtet man das System für Temperaturen nahe T_c, so sind im Supraleiter Quasiteilchenanregungen möglich. In einem Ferromagneten erfahren diese Elektronen aufgrund der Austauschwechselwirkung eine Spinpolarisation P [Sou98]. Bei magnetfeldabhängigen Transportuntersuchungen nahe T_c muss man deshalb eine spinabhängige Elektronenstreuung der Quasiteilchen an den Grenzflächen in Betracht ziehen. Der Magnetotransport könnte folglich, ein den Spinventilen ähnliches Verhalten zeigen [Tak99]. Es ist außerdem zu klären, inwiefern Andréev-Reflektionen beim Übergang in den Supraleiter auftreten könnten. Nicht zuletzt bilden sich beim Ummagnetisieren der Ferromagnete Domänenwände aus, deren Streufelder die Supraleitung beeinflussen können [Son88].

Das vorliegende Kapitel möchte - ausgehend von unerwarteten experimentellen Ergebnissen - zu einem verbesserten Verständnis des Magnetotransports in FM/SL-Hybridstrukturen beitragen.

In Kapitel 4.1 werden auf Basis bestehender Modelle, nicht zu vereinbarende experimentelle Ergebnisse zum magnetfeldabhängigen elektrischen Widerstand $R(H)$ und zur kritischen Temperatur $T_c(H)$, am Beispiel einer FM/SL/FM-Dreilage diskutiert.
In den folgenden Kapiteln wird gezeigt, dass die gängigen Modellvorstellungen die Messergebnisse nicht korrekt beschreiben. Zu nennen sind hier insbesondere der Proximity-Effekt in der Nähe eines Supraleiters (Kap. 4.2) und eine mögliche Injektion spinpolarisierter Elektronen in Quasiteilchenzustände des Supraleiters (Kap. 4.3).
In Kapitel 4.4 wird der Einfluss der Domänen bei Ummagnetisierungsvorgängen nahe T_c auf einen benachbarten Supraleiter untersucht. Mit den Messergebnissen an FM/SL-Doppellagen und mit Hilfe von mikromagnetischen Simulationen in Kapitel 4.5 wird ein Erklärungsmodell zum Verständnis der beobachteten Ergebnisse entwickelt. Kapitel 4.6 fasst die wesentlichen Ergebnisse noch einmal zusammen.

4.1 Experimentelle Befunde

Im Vergleich zu einer normalen Spinventil-Anordnung wurde ein Schichtsystem hergestellt, bei dem die normalleitende Zwischenschicht durch einen Supraleiter (Niob, T_c~9,2K) ersetzt wurde. Die Dicke der Zwischenschicht wurde auf d=20nm erhöht, um den supraleitenden Zustand der Zwischenschicht überhaupt zu erreichen (vgl. Kap. 2.3).
Die beiden Ferromagnete sind Eisen (FM II) mit einer Koerzitivfeldstärke von H_c~80Oe und Kobalt (FM I) mit H_c~150Oe. Zum Schutz vor Oxidation wurde die Multilage mit einer Goldschicht (5nm) abgedeckt. Die Supraleitung setzt mit einer kritischen Temperatur von $T_{c,onset}$~3,7K ein (resistiv bestimmt).

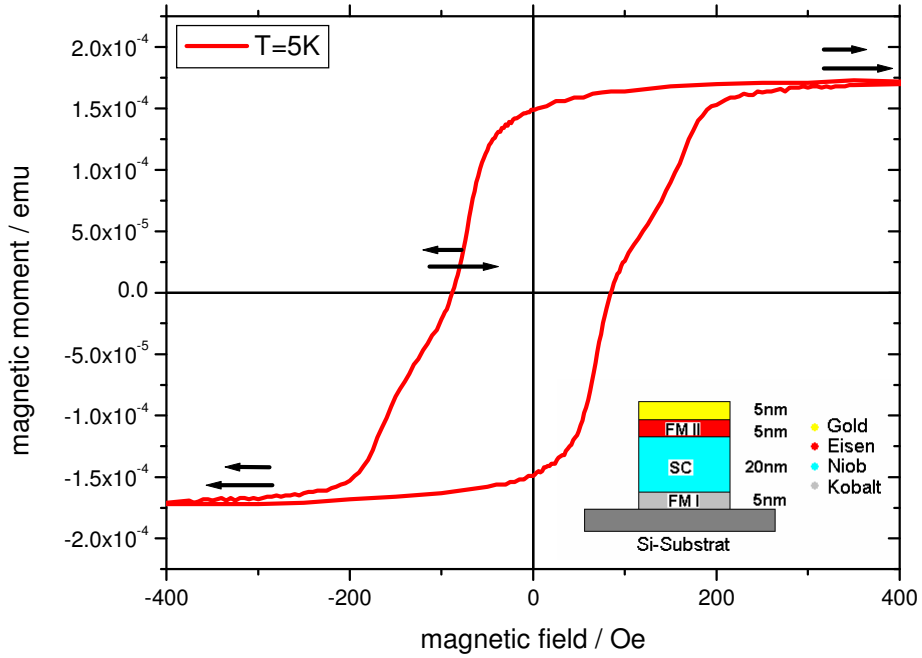


Abb. 4.1: *Magnetisierungs-Kurve einer $Au_{5nm}/Fe_{5nm}/Nb_{27.5nm}/Co_{5nm}$-Probe (bei T=5K, $T>T_{c,onset}$). Die schwarzen Pfeile symbolisieren die Richtungen der Magnetisierungsvektoren in den beiden ferromagnetischen Schichten.*

Abbildung 4.1 zeigt die Magnetisierungskurve der Probe bei T=5K>$T_{c,onset}$. Wie bei den Spinventilen bereits ausführlich diskutiert, zeigt sich eine zweistufige Hysteresekurve $M(H)$. Die Pfeile zeigen die Orientierung der Magnetisierungsvektoren in den beiden Ferromagneten an. Mit einem äußeren Magnetfeld kann auch hier, wie bei den konventionellen Spinventilen eine parallele oder antiparallele Orientierung der Magnetisierungsrichtungen in den beiden Ferromagneten erreicht werden.
Eine Magnetisierungskurve unterhalb T_c wurde an dieser Schicht nicht aufgenommen, da stabile Messungen unter 3,7K mit dem verwendeten kommerziellen SQUID-Magnetometer nicht möglich sind. Messungen an Schichten mit einem höherem T_c zeigten für $T<T_c$ keine Abweichung in ihrem Magnetisierungsverhalten. Bei Temperaturen unterhalb der kritischen Temperatur würde zwar ein diamagnetischer Beitrag durch den Supraleiter erwartet, aber das magnetische Moment der Gesamtschicht wird durch die Beiträge der beiden Ferromagnete dominiert.

4.1.1 Magnetfeldabhängiger elektrischer Widerstand

Im magnetfeldabhängigen elektrischen Transport unterhalb der kritischen Temperatur T_c und unterhalb vom kritischen Magnetfeld H_c erwartet man in CIP (**c**urrent **i**n **p**lane)-Geometrie eigentlich keinen Spannungsabfall über der Probe (siehe Schemata in Abb. 4.2), denn der Ladungstransport wird durch die Cooperpaare in der supraleitenden Niobschicht getragen.

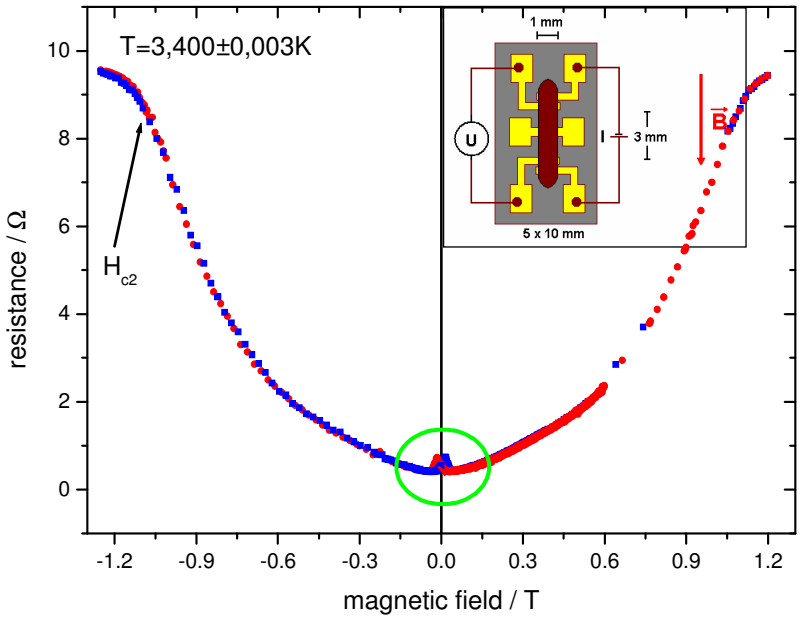


Abb. 4.2 *Elektrischer Widerstand der $Au_{5nm}/Fe_{5nm}/Nb_{27.5nm}/Co_{5nm}$-Probe in Abhängigkeit vom Magnetfeld bei konstanter Temperatur T=3,400K (I=0,1mA). Es ist die Proben- und Messgeometrie schematisch mit dargestellt.*

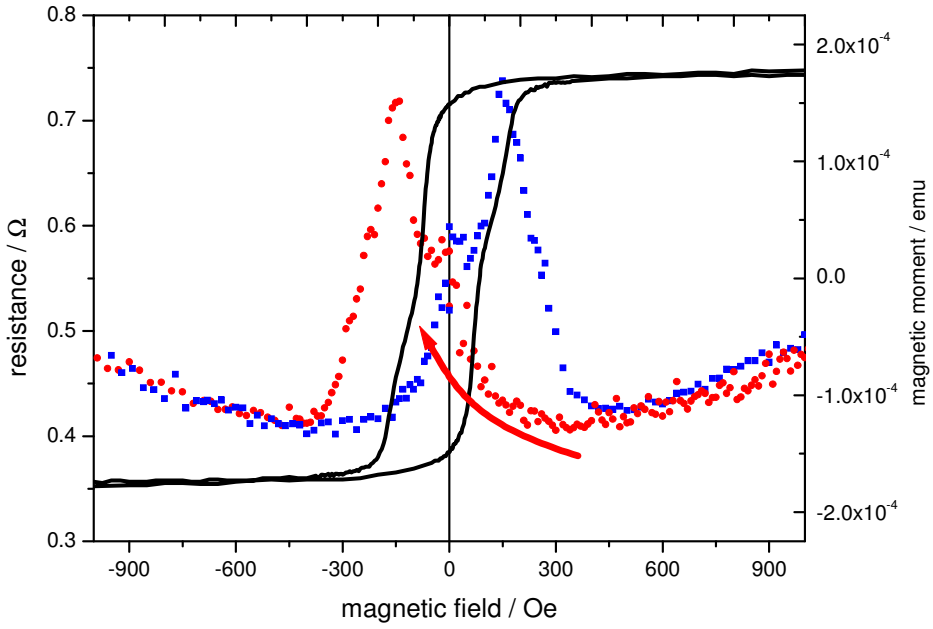


Abb. 4.3: *Vergrößerte Darstellung des magnetfeldabhängigen elektrischen Widerstandes im Bereich kleiner Magnetfelder. Der rote Pfeil signalisiert die Richtung der betrachteten Magnetfeldänderung. Auf der rechten Ordinate ist die Magnetisierungskurve M(H) der Probe abgebildet.*

Die Abbildung 4.2 zeigt den Verlauf des magnetfeldabhängigen elektrischen Widerstands der Probe bei konstanter Temperatur T=3,400K<$T_{c,onset}$. Die Konstanz der Temperatur während der Messung ist dabei essentiell. Selbst kleinste Temperaturschwankungen (einige 10mK) machen sich sofort im Widerstand durch starkes Streuen der Messwerte bemerkbar.

Beginnend mit Magnetfeldern H>1T, nimmt der elektrische Widerstand mit abnehmendem Magnetfeld unterhalb der kritischen Feldstärke H_{c2} **wie erwartet** ab. Bei der vorgegebenen festen Temperatur wird der Wert R=0Ω nicht ganz erreicht. Der elektrische Widerstand zeigt jedoch eine **Anomalie im Bereich kleiner Feldstärken *H***. Eigentlich erwartet man bei H=0Oe ein Minimum im elektrischen Widerstand, was offensichtlich **nicht der Fall ist**.

Der Bereich der Anomalie um H=0Oe ist in Abb. 4.3 vergrößert dargestellt. Auf der rechten Ordinate ist zusätzlich die Magnetisierungskurve dargestellt. Die roten Messpunkte zeigen die Werte des elektrischen Widerstandes, kommend von positiven Magnetfeldern. Nach der Änderung der Polarität des anliegenden Felds nimmt der elektrische Widerstand im Bereich der Koerzitivität, d. h. bei antiparalleler Orientierung der Magnetisierungen in den beiden Ferromagneten, stark zu. Der Verlauf von negativen Magnetfeldern kommend (blaue Punkte) ist hierzu symmetrisch. Phänomenologisch ist also

$$R(\uparrow\downarrow) > R(\uparrow\uparrow) = R(\downarrow\downarrow). \qquad (4.1)$$

Der elektrische Widerstand zeigt ein ähnliches Verhalten wie die herkömmlichen Spinventile.

Bei herkömmlichen Spinventilen haben kleine Temperaturschwankungen keinen Einfluss auf den GMR-Effekt. Abbildung 4.4 zeigt die gemessene *R(H)*-Kurvenschar für Temperaturen im Bereich 3,2K < T < 3,65K . Aus Gründen der Übersicht wurde die Ordinate logarithmisch skaliert. Qualitativ zeigen alle gemessenen Kurven einen ähnlichen Verlauf.

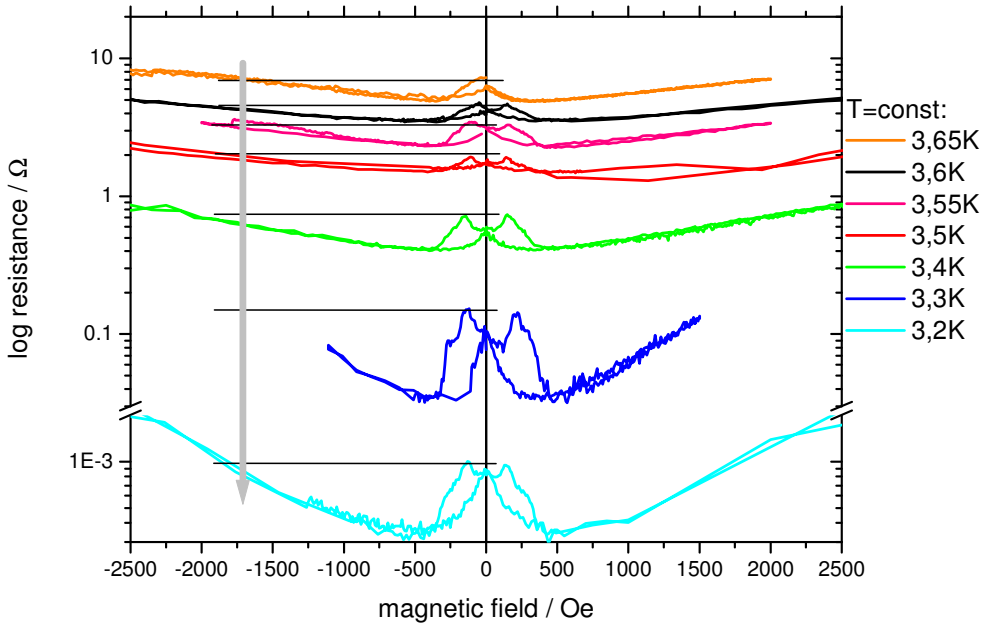


Abb. 4.4: *R(H)-Kurvenschar für verschiedene konstante Temperaturen 3.2K<T<3.65K an der $Au_{5nm}/Fe_{5nm}/Nb_{27.5nm}/Co_{5nm}$-Probe. Der Widerstand wurde der Übersichtlichkeit wegen logarithmisch aufgetragen.*

Bei den FM/SL/FM-Schichten zeigt die Änderung des elektrischen Widerstands $\Delta R = R(\uparrow\downarrow) - R(\uparrow\uparrow)$ für verschiedene Temperaturen knapp unterhalb $T_{c,onset}$ eine starke Temperaturabhängigkeit.

Die relative Zunahme von R im Bereich der Koerzitivfeldstärke (ca. H_c~150Oe) ist für Temperaturen nahe $T_{c,0}$ maximal. Die absolute Änderung hingegen ist für Temperaturen nahe $T_{c,onset}$ maximal. Berechnet man wie bei den Spinventilen (vgl. Kap 3) ein Magnetowiderstands-Verhältnis (siehe Gl. 3.3)

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(\uparrow\downarrow) - R(\uparrow\uparrow)}{R(\uparrow\uparrow)},$$

so erhält man für T=3,65K einen Wert von $\Delta R/R$~212% bzw. für T=3,20K noch $\Delta R/R$~36%. Für herkömmliche Spinventile sind das sehr große Werte. Für Temperaturen kleiner 3,1K trat keine messbare Änderung von R in Bereich der Koerzitivität mehr auf.

Interessant ist außerdem, dass der Spannungsabfall und damit der elektrische Widerstand im lokalen Maximum (bei ca. H=150Oe) ungefähr dem Wert entspricht, der dem System durch ein äußeres Feld von H~1750Oe (grauer Pfeil) aufgezwungen werden kann.

Betrachtet man den elektrischen Transport aus Sicht des Supraleiters, so ist bei den gezeigten Temperaturen ($T>T_{c,0}$) noch keine vollständige Supraleitung vorhanden. Es ist auch ohne Magnetfeld noch ein elektrischer Widerstand vorhanden. Mit zunehmendem Magnetfeld sollte eine monotone Erhöhung des elektrischen Widerstandes zu erwarten sein. Dass bei ca. H=150Oe ein lokales Maximum im Widerstand auftritt, ist allein mit dem Supraleiter nicht zu erklären. Erst oberhalb ca. H=500Oe wird die für den Supraleiter erwartete Zunahme beobachtet. Eine spinabhängige Elektronenstreuung (vgl. Kap. 3) sollte nicht auftreten, denn der Strom wird von den Cooperpaaren entlang der Niobschicht getragen.

Ein entscheidender Parameter bei der Betrachtung von Supraleitern in Magnetfeldern ist das Verhalten der kritischen Temperatur. Zeigt sich auch hier ein nicht unerwarteter Kurvenverlauf?

4.1.2 Magnetfeldabhängige kritische Temperatur $T_c(H)$

Für einen Supraleiter kann die Abhängigkeit der kritischen Temperatur T_c vom angelegten Magnetfeld H näherungsweise mit

$$T_c(H) = T_c(0) \cdot \sqrt{1 - \frac{H}{H_c(0)}}, \qquad (4.2)$$

$T_c(0)$ kritische Temperatur im Nullfeld,
$H_c(0)$ kritisches Magnetfeld bei 0K,

angegeben werden [Buc94]. Abbildung 4.5 zeigt den zu erwartenden Kurvenverlauf. Die Kurve ist streng monoton abnehmend, ohne das irgendwelche Hysterese-Effekte autreten.

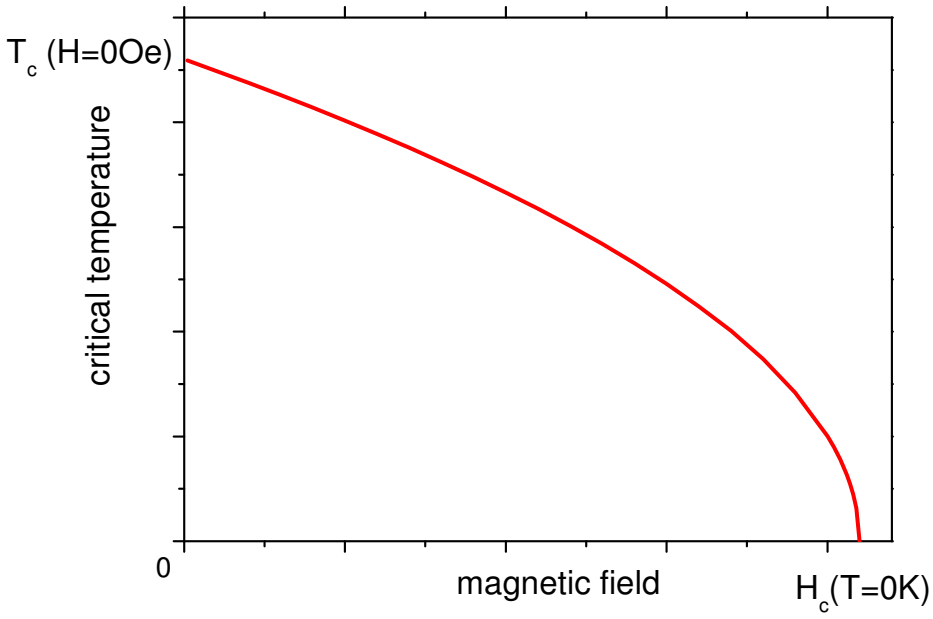


Abb. 4.5: *Erwartete Abhängigkeit der kritischen Temperatur eines Supraleiters vom Magnetfeld.*

Zur experimentellen Bestimmung wird der elektrische Widerstand in Abhängigkeit von der Temperatur bei verschiedenen konstanten Magnetfeldern gemessen. Aus diesen Kurven kann anschließend die kritische Temperatur abgelesen werden. Abb. 4.6 zeigt exemplarisch eine $R(T)$-Messkurve bei konstantem Magnetfeld ($H = +150Oe$). Die in diesem Abschnitt diskutierten verschiedenen Temperaturen $T_{c,onset}$, $T_{c,mid}$ (bei 50% von R_0) und $T_{c.0}$ sind eingezeichnet. Die Aufwärmkurve ist blau, die Abkühlkurve rot dargestellt. Offensichtlich haben beide Messkurven denselben Kurvenverlauf.

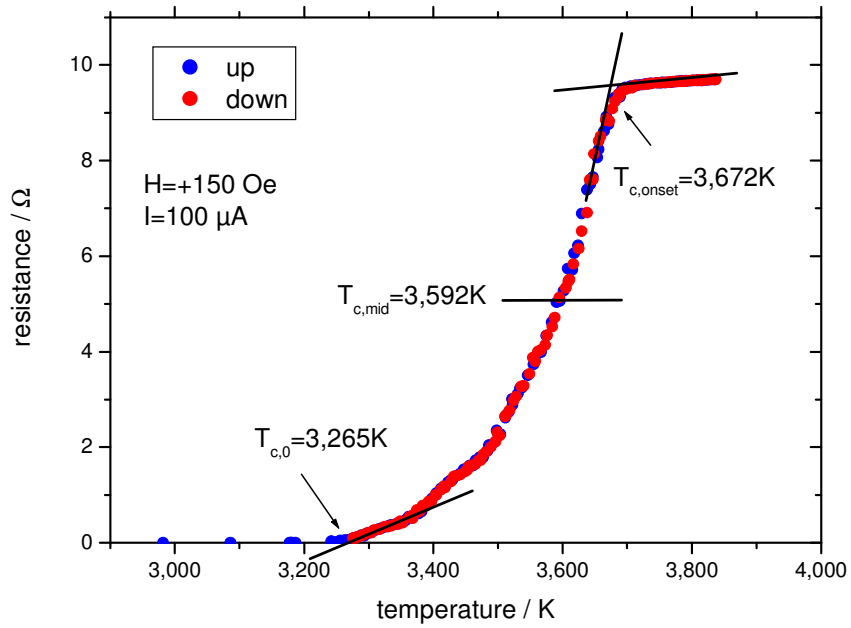


Abb. 4.6: *Elektrischer Widerstand der $Au_{5nm}/Fe_{5nm}/Nb_{27.5nm}/Co_{5nm}$-Probe in Abhängigkeit von der Temperatur bei einem konstanten Magnetfeld H=+150Oe. Die Aufwärmkurve ist blau, die Abkühlkurve rot dargestellt.*

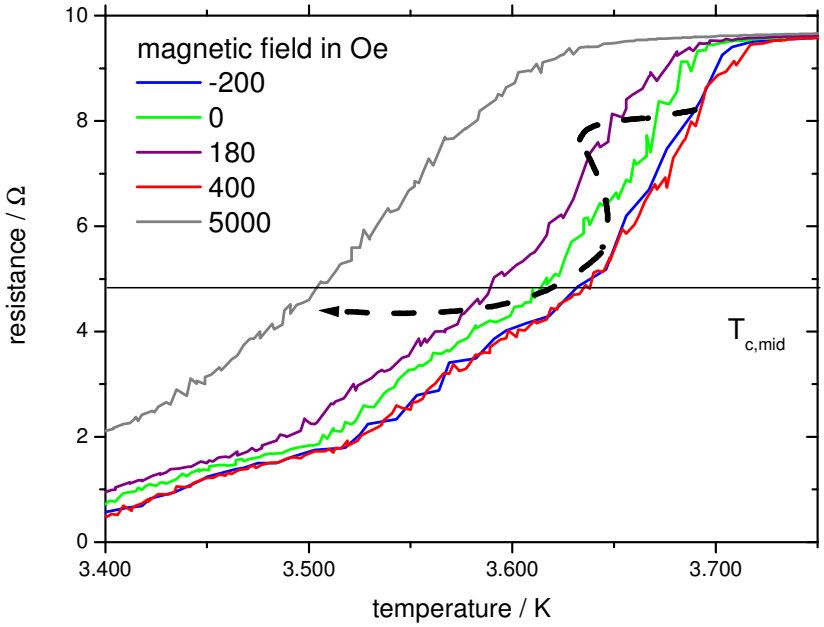


Abb. 4.7: *Auswahl einiger R(T)-Kurven (bei H=const.). Der Schwarze Pfeil deutet qualitativ den Versatz der R(T)-Kurven mit zunehmendem Magnetfeld an.*

Schon die Analyse der zugehörigen *R(T)*-Kurven ergibt, dass für die untersuchte Probe **kein monotoner Verlauf** in der $T_c(H)$-Kurve existiert. Abbildung 4.7 präsentiert hierzu einige ausgewählte Messkurven. Erhöht man die Magnetfeldstärke von –200Oe über 0Oe auf 400Oe, so nehmen die $T_{c,mid}$-Werte zunächst ab, um dann mit steigender Feldstärke wieder **zuzunehmen** (angedeutet durch einen schwarzen Pfeil). Dieses Verhalten widerspricht klar dem für einen klassischen Supraleiter erwarteten Verhalten. Für noch höhere Magnetfelder (H>400Oe) nehmen die $T_{c,mid}$-Werte wie erwartet wieder ab.

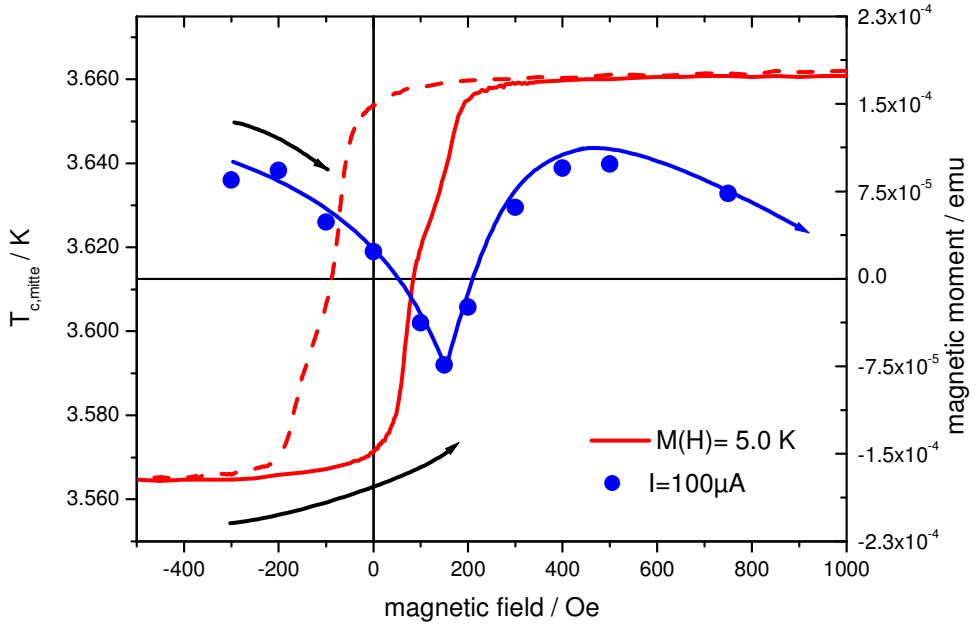


Abb. 4.8: *Auf der linken Ordinate ist die Veränderung der Sprungtemperatur in Abhängigkeit vom Magnetfeld abgetragen (blau). Auf der rechten Ordinate ist die Magnetisierungskurve abgebildet (rot).*
Die gelben Pfeile zeigen den Startpunkt der Betrachtung.

Abbildung 4.8 zeigt die magnetfeldabhängige kritische Temperatur $T_{c,mid}(H)$ (ΔT ±0,002K) (linke Skala) zusammen mit der zugehörigen Magnetisierungskurve (rechte Skala). Bei H=-300Oe ist die Magnetisierungsrichtung in beiden Ferromagneten parallel in Richtung negativer Polarität orientiert. Erhöht man das Magnetfeld (schwarze Pfeile) wird zunächst die Eisenschicht ummagnetisiert. Dies korreliert mit einer Abnahme von $T_{c,mid}$. Bei einem Magnetfeld $H \sim H_C$ wird ein Minimum in T_c erreicht. Die absolute Abnahme $\Delta T_{c,mid}$ beträgt ca. 50mK. Entgegen jeglicher klassischen Vorstellung führt eine weitere Erhöhung des Magnetfelds zu einer Erhöhung der Sprungtemperatur des Systems. Diese geht mit einer Parallelstellung der Magnetisierungen einher. Für hohe Magnetfelder zeigt die $T(H)$-Kurve die erwartete monotone Abnahme.

Es ist also
$$T_{c,mid}(\uparrow\uparrow) > T_{c,mid}(\uparrow\downarrow). \qquad (4.3)$$

Gu et al. machten an einem Spinventil (mit gepinnter FM) Schicht, in dem ebenfalls die Zwischenschicht durch eine dünne Niob-Lage ersetzt wurde, eine ähnliche Beobachtung [Gu02, 03]. Allerdings beträgt bei Ihnen $\Delta T_{c,mid}$~6mK .

Die obigen Experimente zeigen also $R(H)$- bzw. $T_c(H)$-Kurven, deren Verlauf mit einem klassischen Verständnis der Supraleitung nicht zu vereinbaren ist. Im Folgenden sollen verschiedene Modellansätze zur Interpretation des beobachteten Verhaltens vorgestellt und anhand zusätzlicher Experimente diskutiert werden.

4.2 Proximity-Effekt

In Systemen, bei denen ein Material in direktem Kontakt zu einem Supraleiter steht, muss ein Proximity-Effekt berücksichtigt werden. Er beschreibt das Verhalten des Ordnungsparameters $\psi^*(\vec{r})\psi(\vec{r}) = \psi^2(\vec{r})$ an der Grenzfläche eines Supraleiters zu einem beliebigen anderen Material. Bringt man beispielsweise ein dünnes normalleitendes Metall hinreichend geringer Schichtdicke mit einem Supraleiter in Kontakt, so nimmt es supraleitende Eigenschaften, wie eine von Null verschiedene Cooperpaardichte an. Die Cooperpaardichte ist zur Energielücke Δ im supraleitenden Zustand und damit zur kritischen Temperatur T_c, welche relativ einfach experimentell zugänglich ist, korreliert.

4.2.1 SL/FM-Grenzfläche

In der vorliegenden Arbeit ist das Verhalten des Ordnungsparameters an einer Grenzfläche zwischen einem Supraleiter und einem Ferromagneten von besonderem Interesse. Fulde, Ferrell [Ful64] sowie Larkin und Ovchinnikov [Lar65] diskutieren in ihren Arbeiten den Einfluss eines Austauschfeldes, welches für die attraktive Wechselwirkung zwischen den parallelen Spins in Ferromagneten notwendig ist, auf die Spins der Cooperpaare. Ihre Theorie lässt einen gegenüber der BCS-Theorie modifizierten Grundzustand, den so genannten FFLO (**F**ulde **F**errell **L**arkin **O**vchinnikov)-Zustand, erwarten. Experimentell war in jener Zeit beobachtet worden, dass ferromagnetische Verunreinigungen (Gd) in einem supraleitenden Wirtsmetall auch knapp unterhalb der kritischen Temperatur orientiert bleiben [Phi61], was nicht im Rahmen der BCS Theorie erwartet werden kann.
In der Originalarbeit von Fulde et al. wird für dieses Szenario der BCS-Hamiltonoperator um einen Energieterm ergänzt. Dieser berücksichtigt ein gleichmäßiges Austauschfeld $\vec{H}_{ex}$, welches durch ausgerichtete ferromagnetische Verunreinigungen hervorgerufen wird. Vorausgesetzt wurde ein Typ I Supraleiter (im „clean limit“ $l_{MFP} >> \xi$) mit einem s-artigen Ordnungsparameter.
Aufgrund des entgegengesetzten Impulses kompensieren sich die Impulse der beiden Elektronen eines Cooperpaares ohne ein äußeres Feld zu Null:

$$\vec{k}_{\uparrow} + \vec{k}_{\downarrow} = +\vec{k} \; -\vec{k} \; = 0 \; .$$

Unter dem Einfluss des Austauschfeldes erfahren beide Elektronen eine Zeeman-Aufspaltung. Dies führt zu einem Impulsübertrag auf beide Elektronen und so zu einem Nettoimpuls des Cooperpaares

$$\left(\vec{k}_{\uparrow} + \delta\vec{k}\right) + \vec{k}_{\downarrow} + \delta\vec{k} = 2\delta\vec{k}.$$

Der Impulsübertrag auf das Cooperpaar in Abhängigkeit von dem Austauschfeld ist dann

$$\delta\vec{k} = \frac{\mu_B \vec{H}_{ex}}{\hbar \mathrm{v}_\mathrm{f}}.$$

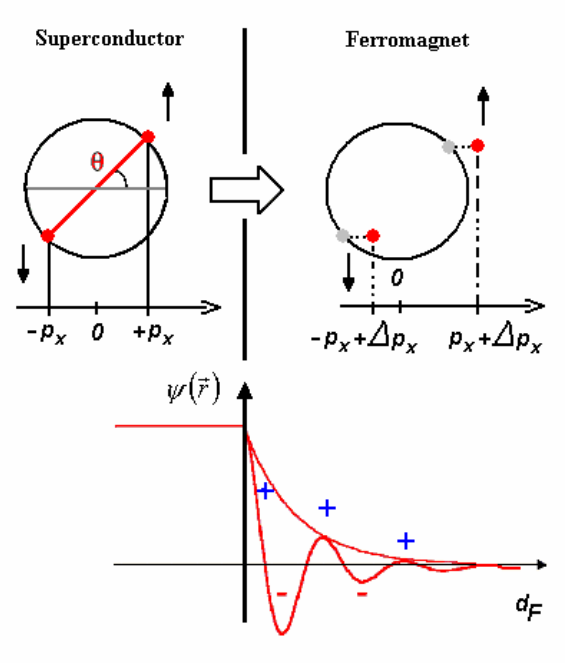
Berechnet man daraus den Ordnungsparameter so ist

$$\Delta(\vec{r}) = \Delta_0 e^{-i\delta\vec{k}\cdot\vec{r}} \, .$$

Es liegt ein modifizierter Grundzustand, der FFLO-Zustand vor. Dieser wird unter Anwesenheit einer Austauschwechselwirkung durch einen Phasenübergang erster Art aus dem normalen BCS-Grundzustand erreicht. Die Cooperpaarwellenfunktion im Grenzgebiet zwischen Supraleiter und Ferromagnet zeigt daher ein exponentiell gedämpftes oszillatorisches Verhalten (siehe Abb. 4.9).

Abb. 4.9: *Oben:*
Schematische Darstellung eines Cooperpaares an der Fermikante an einer SL/FM Grenzfläche. Rechts ist das Cooperpaar mit einem Nettoimpuls aufgrund der Austauschwechselwirkung im Ferromagneten dargestellt (aus [Dem97]).

Unten:
Qualitativer Verlauf der Cooperpaarwellenfunktion ψ an einer SL/FM-Grenzschicht.



Die Oszillation der Paarwellenfunktion führt zu beobachtbaren Oszillation sowohl der kritischen Temperatur T_c [Bag03] als auch im kritischen Strom j_c [Kon01].

In Multilagen in SL/FM/SL-Geometrie könnten die beiden Supraleiter miteinander koppeln. Bei geeigneter FM-Schichtdicke tritt ein Phasensprung π der Paarwellenfunktion in den beiden Supraleitern auf [Rad91, Dem97]. Dies ist durch den Vorzeichenwechsel der resultierenden Wellenfunktionen in Abb. 4.9 dargestellt. Man kann dies in der kritischen Temperatur $T_c(d_{FM})$ als Funktion der Ferromagnetschichtdicke [Laz00], im Josephson Strom an einer so genannten π-Junction (S/F/S) [Rya01] oder in einem SQUID (superconducting quantum interference device) [Gui03] beobachten.

Die beobachtete Reduktion der kritischen Temperatur T_c des Supraleiters, im Vergleich zum freien Supraleiter, ist mit den bisherigen Überlegungen zum Proximity-Effekt vereinbar. Für FM/SL/FM Schichtsysteme existiert eine komplexere Theorie zum Proximity-Effekt, die direkt das Verhalten der kritischen Temperatur in Abhängigkeit vom Magnetfeld beschreibt.

4.2.2 FM/SL/FM-Schicht

Aus den vorherigen Betrachtungen geht hervor, dass Cooperpaare in einen benachbarten Ferromagneten eindringen können. Eine theoretische Betrachtung der Übergangstemperatur in FM/SL/FM Schichtsystemen ermöglicht eine Beschreibung von Magnetotransportphänomenen.

Buzdin [Buz99, Bal01] und Tagirov [Tag99] untersuchten das Verhalten der kritischen Temperatur in Abhängigkeit von der relative Lage (ϕ) der Magnetisierungsrichtungen in den beiden Ferromagneten (dicke schwarze Pfeile). In Abbildung 4.10 ist das, der Theorie zugrunde liegende Modell wiedergegeben.

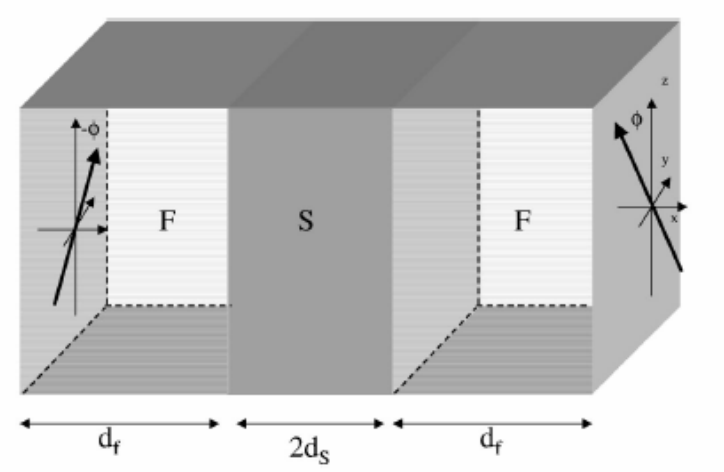


Abb. 4.10:
Modell zur Berechnung der T_c-Veränderung in einer (FM/SL/FM)-Schicht (aus [Bal01]).

Vereinfacht ist das Schichtsystem symmetrisch aufgebaut, wobei die Parameter (Schichtdicke d_f, Austauschwechselwirkung h) für beide FM identisch sind. Es wird ein Supraleiter im „dirty limit“ (Kohärenzlänge $\xi > \lambda_{MFP}$) betrachtet. Die parallele Orientierung beider Magnetisierungen ist bei $\phi = 0$ gegeben; $\phi = \pi/2$ kennzeichnet die antiparallele Orientierung.

Die Berechnung des elektrischen Transports basiert auf der Usadel-Gleichung. Es ist eine quasiklassische Transport- bzw. Diffusionsgleichung der Form

$$-\frac{D_{s,f}}{2}\nabla\left[\hat{G}(\vec{r},\omega_n)\nabla\hat{F}(\vec{r},\omega_n)-\hat{F}(\vec{r},\omega_n)\nabla\hat{G}(\vec{r},\omega_n)\right]+\left[\omega_n\hat{1}+i\hat{H}_{ex}(\vec{r})\hat{F}(\vec{r},\omega_n)\right]=\Delta(\vec{r})\hat{I}\hat{G}(\vec{r},\omega_n)$$

$D_{s,f}$ Diffusionskonstanten im Supraleiter bzw. Ferromagnet.

$\hat{F},\hat{G}$ Matrizen der Usadel´schen normalen bzw. anomalen Greensfunktionen (integriert über Energien und Winkel)

$$\hat{I}=\begin{pmatrix}0 & 1\\ -1 & 0\end{pmatrix};\quad \hat{H}_{ex}=\begin{pmatrix}0 & h_z(x)+ih_y(x)\\ h_z(x)-ih_y(x) & 0\end{pmatrix},$$

welche aus der allgemeineren Gor´kovgleichung gewonnen werden kann [Usa70]. In der Usadel Gleichung ist die Spininformation berücksichtigt. Die Green´sfunktionen sind hier die Matrizen $\hat{G}(\vec{r},\omega_n)$ für den Supraleiter und $\hat{F}(\vec{r},\omega_n)$ für die beiden Ferromagnete. Sie sind ortsabhängig und als Linearkombination der Matsubarafrequenzen ω_n darstellbar. In der Ableitung von Buzdin et al. wird das Paarpotential in den Ferromagneten Null gesetzt, d.h. $\Delta = 0$ für $|x| > d_S$. Die Austauschwechselwirkung der Spins in den Ferromagneten wird durch den Feldoperator $\hat{H}(\vec{r})$ berücksichtigt. Das Gleichungssystem kann gelöst werden (vgl. [Bal01]) und aus der Paarwellenfunktion die kritische Temperatur berechnet werden:

$$|\psi|^2 \sim \Delta = 3{,}5k_bT_c \text{ [Bar57].} \qquad (4.4)$$

Abbildung 4.11 zeigt das Ergebnis dieser Berechnungen:

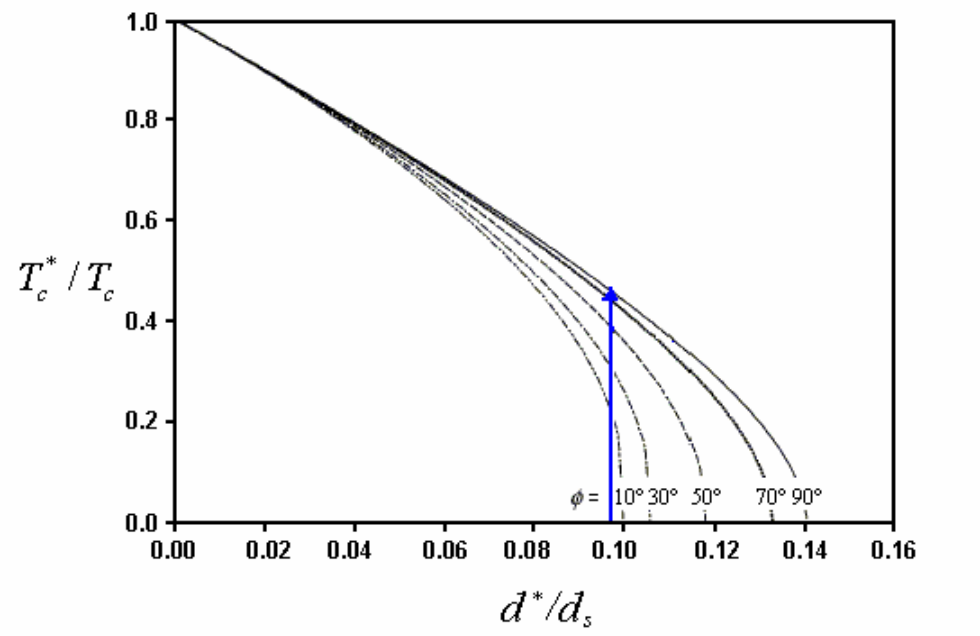


Abb. 4.11: *Verhalten der kritischen Temperatur normiert auf T_c des reinen Supraleiters in Abhängigkeit einer charakteristischen Länge d^*. In diese gehen die Parameter der Ferromagnete ein. Bei der Auftragung wurde d^* auf die Schichtdicke des Supraleiter d_s normiert. Es ist eine Kurvenschar für verschiedene Winkel ϕ der Magnetisierungsrichtungen dargestellt (aus [Bal01]). Der blaue Pfeil zeigt an, dass ausgehend von einer parallel Orientierung der Magnetisierung T_c bei zunehmender Antiparallelisierung zunimmt.*

Die Ordinate zeigt die Übergangstemperatur des Supraleiters T_c^* normiert auf die Sprungtemperatur ohne Ferromagnete T_c. Auf der Abszisse ist eine charakteristische Länge d^* normiert auf die Schichtdicke des Supraleiters aufgetragen. In d^* gehen die Austauschwechselwirkungen der Ferromagnete h, die Diffusionskonstanten $D_{s,f}$ sowie der Parameter γ ein. γ ist ein Parameter der sich aus dem Proximity-Effekt ergibt (vgl. [Bal01]). Es ist

$$d^* = \frac{\gamma D_s}{4\pi T_c}\sqrt{\frac{h}{D_f}}\,.$$

Ohne Ferromagnete bzw. für einen unendlich ausgedehnten Supraleiter erhält man so die kritische Temperatur T_c des reinen Supraleiters ohne Magnetfeld. Die Kurvenscharen sind Berechnungen für verschiedene Winkel Φ, wobei die relative Orientierung der beiden Magnetisierungsrichtungen immer durch den doppelten Winkel erfasst wird. Antiparallele Orientierung ist also bei $\Phi=90°$ erreicht.

Die kritische Temperatur ist bei antiparalleler Ausrichtung der Magnetisierungsvektoren also höher als bei paralleler Orientierung.

$$T_{c,mid}(\uparrow\downarrow) > T_{c,mid}(\uparrow\uparrow) \qquad (4.5)$$

Dieses Ergebnis ermöglicht einen neuartigen Tieftemperatur-Sensortyp, welcher in der Arbeit von Tagirov „superconducting spin switched device“ genannt wird [Tag99]. Bei einem gegebenen Schichtsystem aus FM/SL/FM kann die Schichtdicke des Supraleiters d_s so gewählt werden, dass bei paralleler Orientierung der Magnetisierungen keine Supraleitung

auftritt (siehe blauer Pfeil in Abb. 4.11). Sind die Koerzitivfeldstärken der beiden Ferromagnete unterschiedlich, so kann durch ein äußeres Magnetfeld eine Änderung der relativen Orientierungen der Magnetisierungsrichtungen in beiden Ferromagneten erzielt werden. Dies führt bei geeigneten Verhältnissen der Schichtdicken zu einem Übergang in die Supraleitung. Für eine Anwendung in der Sensorik könnte die Änderung des Spannungsabfalls über das Schichtpaket in Abhängigkeit von φ detektiert und ausgewertet werden.

Die im vorherigen Unterkapitel vorgestellten Experimente zeigten jedoch im antiparallelen Fall der Magnetisierungen eine Abnahme des elektrischen Widerstands im Vergleich zu parallelen Orientierungen $T_{c,mid}(\uparrow\uparrow) > T_{c,mid}(\uparrow\downarrow)$. Die Messergebnisse (siehe Ungleichung 4.3) sind folglich nicht konform mit den Resultaten der obigen Berechnung. Für diesen Fall hätte ein entgegengesetztes Verhalten der kritischen Temperatur beobachtet werden müssen.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen dieser Theorie und unseren Experimenten liegt in der Probengeometrie. Im Modell wird der Transport senkrecht zum Schichtpaket berechnet (CPP), die Messungen wurden jedoch in (CIP) durchgeführt. Die messtechnischen Erfordernisse in CPP-Geometrie sind bei weitem höher und wurden zur Zeit dieser Arbeiten noch nicht umgesetzt.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass das gemessene $T_c(H)$-Verhalten nicht im Rahmen der gängigen Modellvorstellung zum Proximity-Effekt in einem FM/SL/FM-Schichtsystem verstanden werden kann. Können die gemessenen $R(H)$-Kurven andererseits mit einer Injektion von spinpolarisierten Ladungsträgern aus den Ferromagneten über den Supraleiter in den zweiten Ferromagneten erklärt werden? Liegt eine Analogie zur spinabhängigen Elektronenstreuung in den Spinventilen vor? Diesen Fragen soll im nächsten Unterkapitel weiter nachgegangen werden.

4.3 Spininjektion

In Kapitel 4.1 wurden die Ergebnisse der Magnetotransportmessungen an einer FM/SL/FM-Schicht vorgestellt. In der *R(H)*-Kurve liegt im Bereich zwischen den Koerzitivfeldstärken der beiden Ferromagnete ein lokales Maximum vor. Einen vergleichbaren Magnetowiderstand zeigten die Spinventile in Kapitel 3. Es wurde bereits darauf hingewiesen, dass in der verwendeten Messgeometrie die supraleitende Niobschicht die restlichen Schichten kurz schließt. Dennoch gibt es ein lokales Maximum im Widerstand, und zwar nur bei Temperaturen nahe T_c.
Für Temperaturen $T>0$K, insbesondere nahe T_c sind Quasiteilchenzustände im Supraleiter angeregt. Betrachtet man den elektrischen Stromtransport im Magnetfeld, so erfahren die Elektronen in einer magnetisierten ferromagnetischen Schicht aufgrund der Austauschwechselwirkung eine Spinpolarisation P (vgl. Gl. 3.11). Damit ist eine unterschiedliche Zustandsdichte für die beiden Spinsorten an der Fermikante gegeben. Die Streuwahrscheinlichkeit der spin-polarisierten Ladungsträger hängt damit (wie beim GMR-Effekt) von der relativen Orientierung der Magnetisierung in den beiden ferromagnetischen Schichten ab.

4.3.1 Magnetotransport bei $T<T_c$

Takahashi et al. berechneten für einen, dem hier untersuchten Vielfachschichtsystem ähnlichen Probenaufbau, den Tunnelstrom über eine FM/I/SL/I/FM „double tunnel junction“ [Tak99]. In diesem Modell sind dünne Tunnelbarrieren (I) eingefügt, um einen Einfluss von Bandverbiegungen vernachlässigen zu können. Ist die Schichtdicke des Supraleiters kleiner als die Ginsburg-Landau-Kohärenzlänge (ξ_0 für Nb~30nm) und zudem das angelegte Potential geringer als die Gap-Energie $\Delta(T)$, dann treten keine Andreév-Reflektionen an der Grenzfläche auf [And64].
Oberhalb T_c zeigt der Supraleiter eine s-artige parabolische Zustandsdichte. Abbildung 4.12 zeigt eine schematische Darstellung des Schichtpakets unterhalb T_c. Dort sind die Cooperpaare über eine Energielücke ΔE von den Quasiteilchenzuständen getrennt. In der spinabhängigen Zustandsdichte $N(E)$ der Ferromagnete ist ein Versatz der jeweiligen Spins um die Austauschwechselwirkungsenergie zu erkennen.
Legt man an das System eine Spannung V an (siehe Abb. 4.12), so zeigen die beiden Ferromagnete ein Potentialgefälle. Die Zustandsdichten werden um das Potential eV/2 verschoben, im Supraleiter selbst kommt es zu keinem Potentialabfall. Im ersten Ferromagneten seien die „spin-up“-Elektronen und im antiparallelen Fall (a) die „spin-down“-Elektronen im zweiten Ferromagneten die Majoritätsladungsträger. Man kann die Streuprozesse vereinfacht wieder als Parallelschaltung beider Spinkanäle betrachten (Zweistrommodell, siehe Kap. 3.1.2). In den Supraleiter werden im Falle der antiparallelen Magnetisierung in der Mehrzahl „spin-up“-Ladungsträger in den Supraleiter injiziert. Die im ersten FM spinpolarisierten Elektronen treffen nun auf die Grenzschicht zum zweiten Ferromagneten.

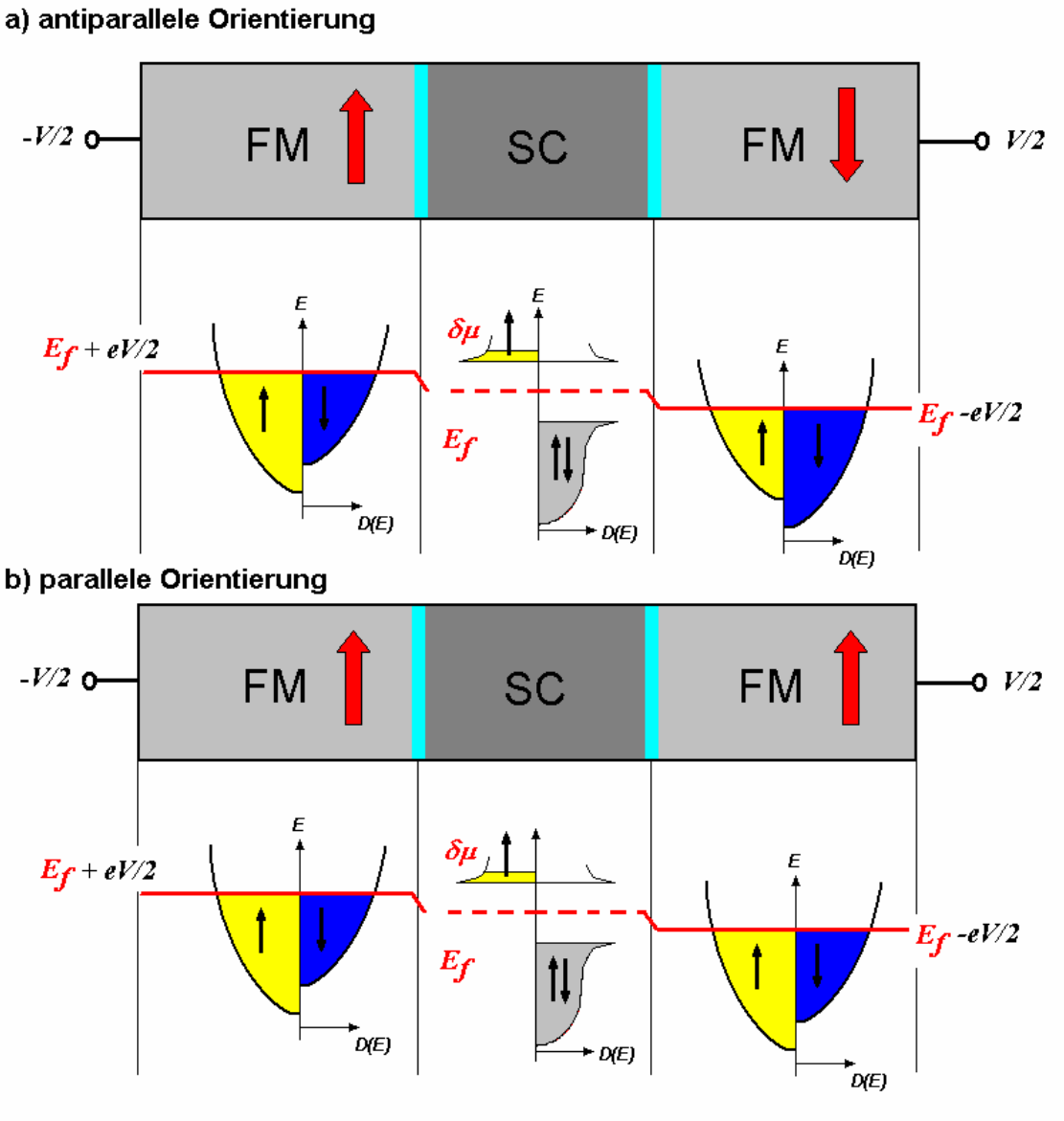


Abb. 4.12: *Schematische Darstellung der Zustandsdichten in den Einzelschichten für $T<T_c$ bei einem anliegenden Potential V für a) antiparallele und b) parallele Orientierung der Magnetisierungen in den beiden Ferromagneten.*

Für eine antiparallele Orientierung der beiden Ferromagnete ist die Anzahl der freien „spin-up"-Zustände, in die gestreut werden kann, geringer als in paralleler Orientierung (Abb. 4.12b). Im letzteren Fall ist deshalb auch die Übergangswahrscheinlichkeit höher und der elektrische Widerstand des Schichtpaktes damit geringer.

In diesem Modell würde man an einer FM/SL/FM-Probe einen, dem GMR-Effekt ähnlichen, Verlauf des elektrischen Widerstandes in Abhängigkeit von der Magnetisierung erwarten (vgl. Kap 3.1.2). Dies ist für $T<T_c$ konsistent mit dem in Abb. 4.3 gezeigten experimentellen Verhalten.
Bei paralleler Orientierung der Magnetisierungsrichtung beider Ferromagnete ist der elektrische Widerstand minimal:

$$R(\uparrow\downarrow) > R(\uparrow\uparrow) = R(\downarrow\downarrow) \quad .$$

4.3.2 Magnetotransport bei $T > T_c$

Handelt es sich bei dem beschriebenen Verhalten des elektrischen Widerstands in Abhängigkeit vom Magnetfeld tatsächlich um eine spinabhängige Elektronenstreuung in den beiden Ferromagneten?

In Kapitel 4.1.1 wurde bereits experimentell an den FM/SL/FM-Systemen die starke Abhängigkeit der Widerstandsänderung ΔR von der Temperatur gezeigt.
Herkömmliche Spinventile zeigen mit zunehmender Temperatur eine lineare Abnahme des GMR-Verhältnis [Die92]. Für Temperaturen im Bereich der Curie-Temperatur T_C ist dort kein GMR-Effekt mehr vorhanden ($T_{C,Fe}$~1043K, $T_{C,Co}$ ~1403K [Kro03]). Die Temperaturskala der linearen Abnahme erstreckt sich somit über einen Bereich von ΔT~10^3 K. Temperaturänderungen um nur wenige zehntel Kelvin wirken sich deshalb in herkömmlichen Spinventilen kaum auf den GMR-Effekt aus.
Noch entscheidender ist: Falls es sich bei der beobachteten Änderung des Widerstandes (für $T<T_c$) um eine - dem GMR-Effekt ähnliche - spinabhängige Elektronenstreuung handelt, so sollte knapp oberhalb T_c auch ein klassischer GMR-Effekt messbar sein. Denn oberhalb T_c wird Niob zu einem normalleitenden Metall. Die Spindiffusionslänge in Niob ist $l_{SDF} >> 30nm$ (siehe Anhang C) und damit größer als die Niobschichtdicke in dem $Fe_{5nm}/Nb_{27.5nm}/Co_{5nm}$-System. Die Spininformation sollte beim Passieren der Zwischen-schicht erhalten bleiben, so dass eine spinabhängige Elektronenstreuung am zweiten Ferromagnet beobachtet werden müsste.
Die Abbildung 4.13 zeigt den Magnetotransport der $Fe_{5nm}/Nb_{27.5nm}/Co_{5nm}$-Probe, wobei T=4K>$T_{c,onset}$=3,7K ist. Die obere Messkurve (Strom parallel zum Magnetfeld) zeigt, entgegen obiger Erwartung, eine Abnahme des elektrischen Widerstands um ca. 0,3 Promille für Feldstärken im Bereich der Sättigungsfeldstärke des Schichtpakets ($H_{S,Co}$~300 Oe). Dies lässt einen anisotropen Magnetowiderstand vermuten. Hierzu ist zu überprüfen, ob der elektrische Widerstand von der Orientierung des Magnetfeldes abhängt (siehe Kapitel 3.1.2).

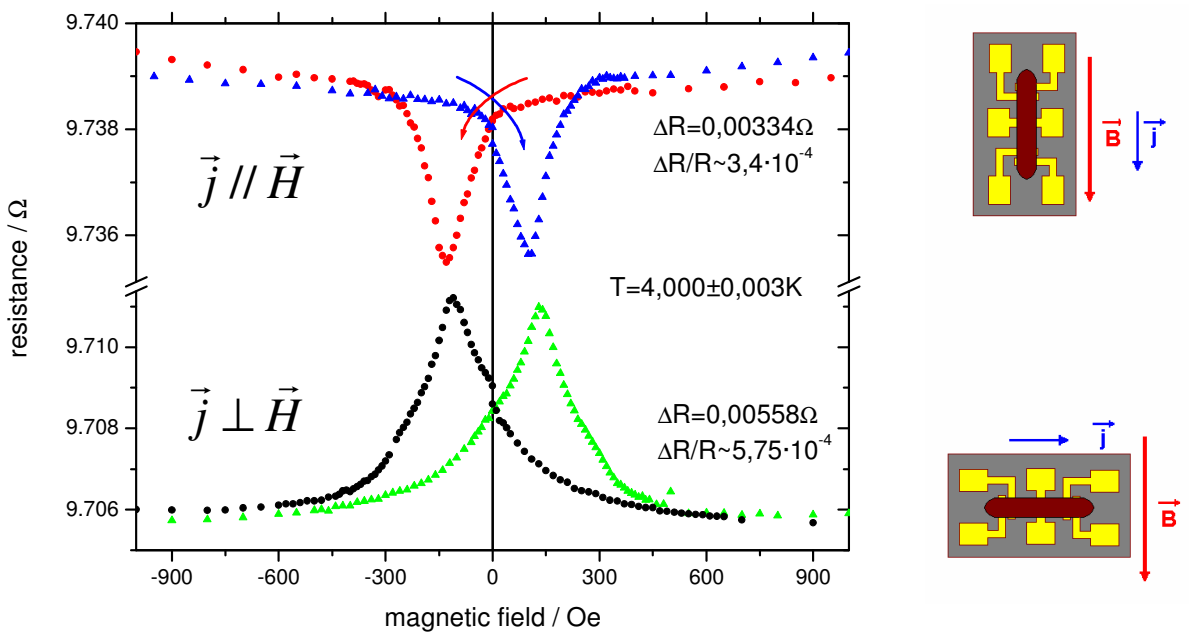


Abb. 4.13: *Elektrischer Widerstand in Abhängigkeit vom Magnetfeld H bei T=4K>$T_{c,onset}$.*
Oben: Stromfluss parallel zum Magnetfeld.
Unten: Stromfluss senkrecht zum Magnetfeld.

Bei der Transportmessung der um 90° gekippten Probe (Strom senkrecht zum Magnetfeld) ist eine Zunahme um ca. 0,6 Promille zu beobachten (untere Hälfte in Abb. 4.13). Damit ist der Nachweis, dass es sich bei dem beobachteten Effekt nur um einen anisotropen Magnetowiderstand, nicht aber um einen GMR-Effekt handeln kann, erbracht.
Mit der Betrachtung in Kapitel 3.1.5 (Gl. 3.9 und 3.10) ist der AMR mit

$$AMR_{\perp} = \frac{\rho_{\perp} - \rho_{\parallel}}{\rho_{\parallel} + \rho_{\perp}} = -1{,}75‰ \text{ bzw.} \quad AMR_{\parallel} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\parallel} + \rho_{\perp}} = +1{,}75‰ \text{ anzugeben.}$$

Man sieht in der *R(H)*-Kurve in Abbildung 4.13 keinen GMR-Effekt überlagert. Dieser sollte die Abnahme um 0,3 Promille auch kompensieren, denn bei T=3,65K, knapp unterhalb $T_{c,onset}$=3,7K, war im Magnetotransport ΔR noch größer als 2Ω (vgl. Abb. 4.4).

Bei der um 90° gedrehten Probe ist unterhalb T_c die Anomalie in *R(H)* bzw. $T_{c,mid}(H)$ erhalten geblieben. Die Abb. 4.14a) zeigt den elektrischen Widerstand im Magnetfeld bei der Temperatur T=3,400K ($<T_{c,onset}$). Vergleicht man die Messung mit Abb. 4.3 tritt qualitativ derselbe Kurvenverlauf auf. Die kleine Variation in den Absolutwerten des Widerstandes R ist damit zu erklären, dass die Probe für die um 90° gedrehte Messungen aus dem Kryostaten ausgebaut werden musste. Die Abb. 4.14b) zeigt das Verhalten der kritischen Temperatur in Abhängigkeit vom den beiden Orientierungen des Magnetfeldes im Vergleich. Auch hier sind die $T_{c,mid}(H)$-Kurven qualitativ identisch.

a) b)

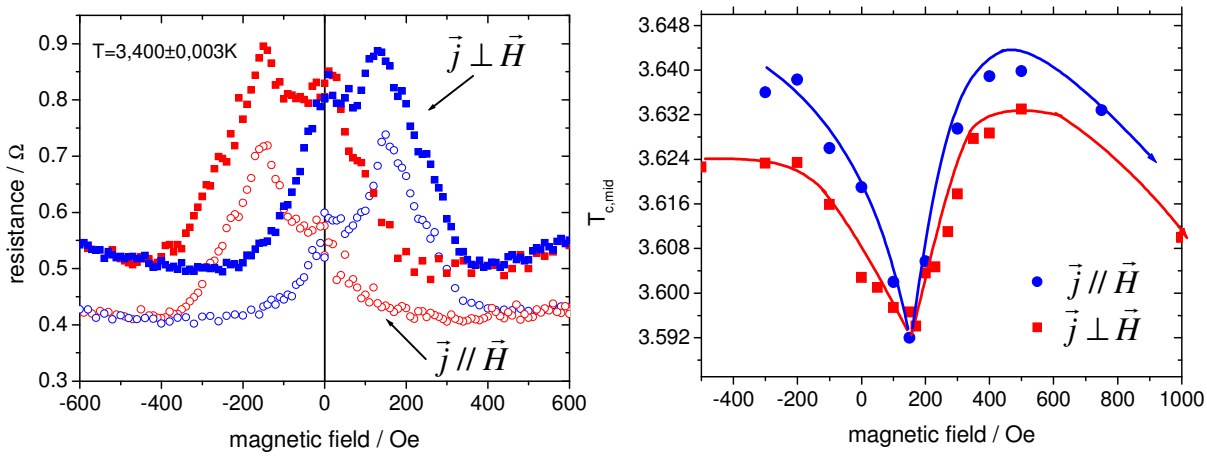


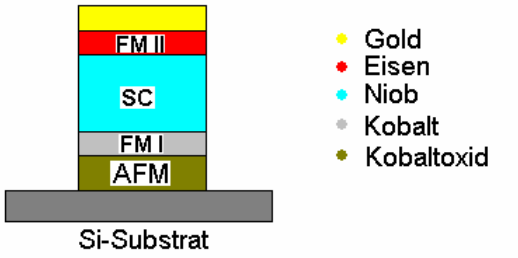
Abb. 4.14: *Vergleich der a) R(H) und b) T_c(H)-Kurve bei paralleler bzw. senkrechter Orientierung des Magnetfeldes zur Stromrichtung.*

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass oberhalb der kritischen Temperatur kein lokales Widerstandsmaximum bei antiparallel orientierten Magnetisierungsvektoren mehr auftritt. Auch die starke Temperaturabhängigkeit des GMR-Verhältnisses im Bereich weniger zehntel Kelvin lässt eine Spininjektion eher unwahrscheinlich erscheinen. Weiterhin werden die beobachteten Anomalien in den Messkurven nicht durch Drehung des externen Magnetfeldes (um 90°) beeinflusst.

4.3.3 Magnetotransport mit Exchange Bias

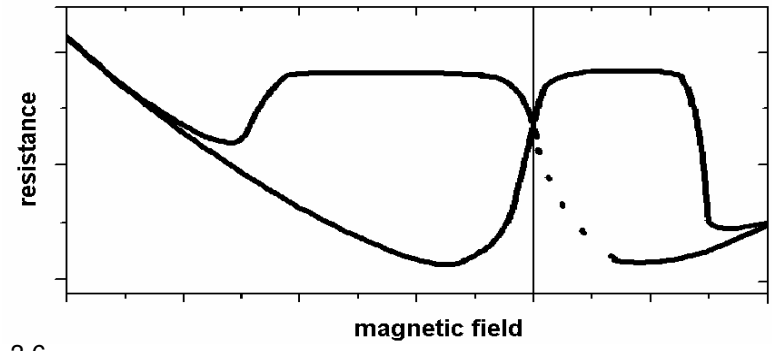
Bei den bisher diskutierten Proben war der Bereich des Magnetfeldes, in dem eine antiparallele Orientierung der Ferromagnete erzielt werden konnte, sehr klein (siehe die Magnetisierungskurve in Abb. 4.1). Ein größerer Schaltbereich kann die Auflösung der beobachteten Kurven verbessern und zu einer Erklärung der Effekte beitragen.

Abb. 4.15:
Schematische Darstellung der Schichtabfolge mit einem Antiferromagneten (CoO). Der untere Ferromagnet ist an CoO gepinnt. Die Niob-Schichtdicke beträgt hier 30nm.



Mit dem „Exchange Bias"- Effekt (vgl. Kap. 3.1.4) kann der Schaltbereich deutlich vergrößert werden. Das Schichtpaket muss hierzu um eine antiferromagnetische Schicht (AFM) (siehe Abb. 4.15) ergänzt werden. Dies geschieht in Analogie zu der gepinnten a-FeB-Schicht in Kap. 3.2.5. Abbildung 4.16 zeigt den erwarteten a) und gemessenen b) *R(H)*-Kurvenverlauf an der Probe.

a)



b)

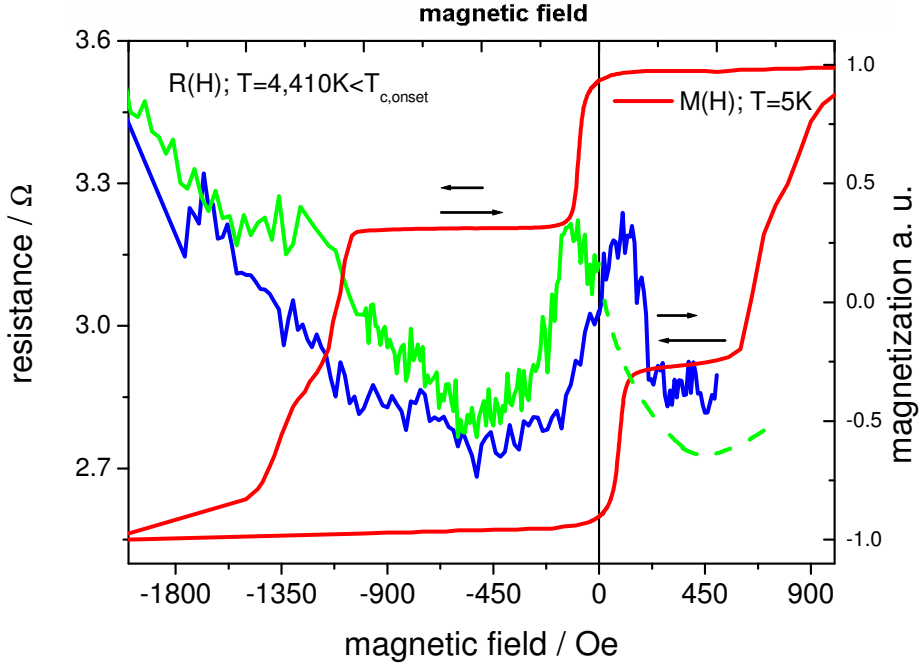


Abb. 4.16: *a) zeigt die erwartete R(H)-Kurve für eine gepinnte FM/SL/FM-Schicht. b) zeigt die Messkurve mit zugehöriger Magnetisierungskurve. Die grüne Kurve zeigt die Messung in Richtung abnehmender, die blaue in Richtung zunehmender Magnetfelder.*

Die Magnetisierungskurve der Probe mit gepinnter Kobaltschicht ist in Abb. 4.16b) rot dargestellt. Durch das Pinning der unteren Co-Schicht ist eine deutliche unidirektionale Anisotropie zu erkennen. Die *M(H)*-Kurve zeigt bei antiparalleler Orientierung der Magnetisierungsvektoren in den beiden Ferromagneten jeweils ein deutliches Plateau (in negativer Feldrichtung bei $-100Oe > H > -1200Oe$ und in positiver Feldrichtung bei $100Oe < H < 600Oe$). Das Bias-Feld beträgt rund H_{eb}~235Oe.

Für den Fall einer spinabhängigen Quasiteilchenstreuung wird die Ausbildung zweier Plateaus im elektrischen Widerstand in den Feldbereichen antiparalleler Orientierung erwartet (siehe Abb. 4.16 a)). Die gemessene *R(H)*-Kurve zeigt im Bereich der Koerzitivfeldstärke der Eisenschicht $H_C(Fe) \sim -100Oe$ zwar das erwartete lokale Maximum im elektrischen Widerstand (es ist *R*~3,2Ω), jedoch wird dieser Wert für noch negativere Felder nicht stabil gehalten. Er geht vielmehr wieder auf das Ausgangsniveau von ca. 2,8Ω zurück. Bei Wechsel der Polarität, hin zu positiven Magnetfelder wird das Maximum bei der $H_C(Fe) \sim +100Oe$ wieder erreicht. Aber auch hier kann der elektrische Widerstand bis zu der Koerzitivfeldstärke des Kobalts $H_C(Co) \sim +600Oe$ kein Plateau ausbilden.

Ähnliches gilt für die $T_{c,mid}(H)$-Kurve (Abb. 4.17). Bei $H=H_c(Fe)$ tritt ein lokales Minimum mit ΔT~10mK auf. Für weiter abnehmende Felder zeigt die Kurve eine Abnahme der kritischen Temperatur, wie es für im Betrag zunehmende Felder gefordert wird. Es hätte erwartet werden können, dass die $T_c(H)$-Kurve im Bereich $-100Oe > H > -1200Oe$ eine Art „Wanne“ ausbildet, falls die antiparallele Orientierung der Magnetisierungen in den Ferromagneten eine notwendige Vorraussetzung für den beobachteten Effekt wäre. Dies wird nicht beobachtet.

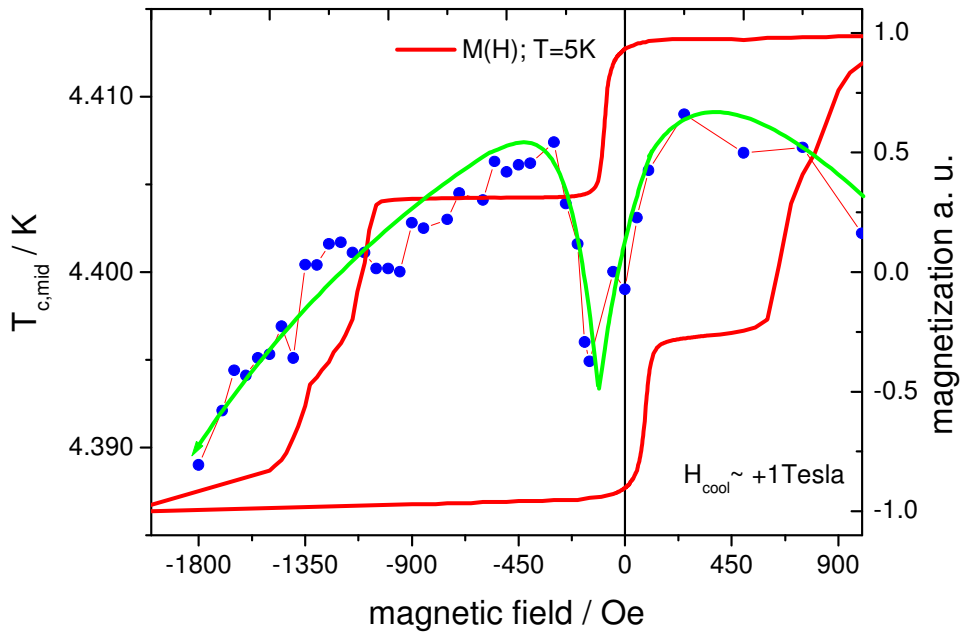


Abb. 17: *$T_{c,mid}(H)$ mit zugehöriger Magnetisierungskurve. Die grüne Kurve ist nur ein guid-to-the-eye zu den Messwerten.*

Der „Exchange Bias“-Effekte führt folglich sowohl in der *R(H)*- als auch in der $T_{c,mid}(H)$-Kurve zu keiner wesentlichen Veränderung. Ein spinabhängiger Streueffekt hätte zu einem deutlichen verbreitertem Plateau im elektrischen Widerstand führen müssen. Eine Injektion von spinpolarisierten Quasiteilchen in die supraleitende Zwischenschicht mit anschließender spinabhängiger Streuung im zweiten Ferromagnet scheidet somit als Erklärung der beobachteten Annomalien aus.

Mit Hilfe des „gepinnten“ Schichtsystems konnte demonstriert werden, dass die lokalen Extrema in beiden Messkurven (*R(H)*- und $T_{c,mid}(H)$) ungefähr bei der Koerzitivfeldstärke der Eisenschicht auftreten.

4.4 Streufeldmodell

Bei der Diskussion der bisherigen Modellvorstellungen wurde der Magnetismus der beiden Ferromagnete, insbesondere während des Ummagnetisierens, nur qualitativ diskutiert. Die Charakterisierung des Magnetotransportverhaltens zeigte eine Widerstandsanomalie in der *R(H)*-Kurve bzw. eine T_c-Anomalie in der $T_{c,mid}(H)$-Kurve. Beide Effekte traten bei der Koerzitivfeldstärke des Eisens auf. Dies wirft die Frage auf, inwiefern die Domänenstruktur bzw. deren Streufelder den Magnetotransport in den FM/SL/FM-Systemen beeinflussen.

4.4.1 Magnetische Domänen und Domänenwände

Magnetische Domänen sind Bereiche mit einer ausgezeichneten Richtung der Magnetisierung. Sie treten in Ferromagneten beim Ummagnetisieren auf. Domänenwände sind Regionen, die benachbarte Domänen unterschiedlicher Orientierung voneinander trennen. Die Ursache für die Entstehung von Domänen ist eine Reduzierung der Streufeldenergie, die jedoch mit einer Zunahme der Domänenwandenergie einhergeht. Der Gleichgewichtszustand ist durch ein Minimum der Summe beider Energiebeiträge charakterisiert.

Die Magnetisierung im Bereich der Domänenwände ändert ihre Richtung kontinuierlich. Bloch nahm für einen möglichen Übergang der Magnetisierung von einer Domäne in eine benachbarte eine kontinuierliche Drehung der lokalen magnetischen Momente „out of plane“, also aus der Ebene der Domänenwand heraus (siehe Abb. 4.18a), an [Blo32]. Ein weiterer Ansatz zur Beschreibung von Domänenwänden in dünnen Filmen geht auf Néel zurück. Er beschreibt eine Rotation des Magnetisierungsvektors „in plane“, dass heißt in der Filmebene, als weitere Möglichkeit für die Ausbildung einer Domänenwand (siehe Abb. 4.18b)) [Née55].

a) b)

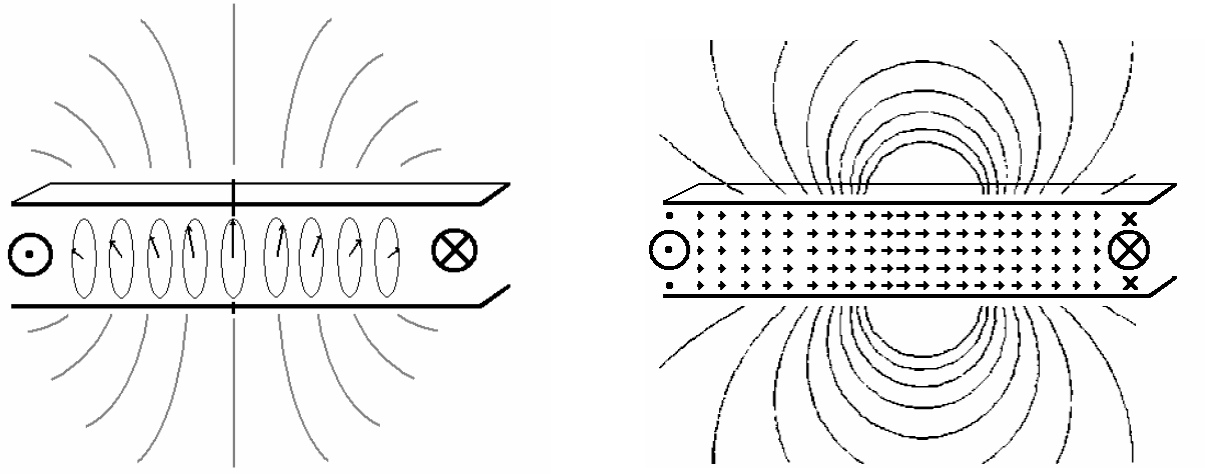


Abb. 4.18: *Schematische Darstellung einer Domänenwand nach Bloch a) und Néel b). Die Pfeile geben die Richtung der Magnetisierungsvektoren an. Die zugehörigen Streufelder sind qualitativ angedeutet.*

Beide Wandtypen unterscheiden sich energetisch voneinander. Eine Blochwand zeigt im Inneren des Films ein verschwindendes Streufeld [Her99]. Im Außenraum treten sehr wohl Streufelder auf. Bei einer Néelwand treten sowohl im Inneren als auch im Außenraum der Probe Streufelder auf. Die Probengeometrie bestimmt das Verhältnis zwischen Oberfläche und Volumen und legt so den energetisch günstigeren Domänenwandtyp fest.
Geht man von einer Magnetisierungsumkehr in der Domänenwand aus (sog. 180°-Néelwand), so kann die Wanddicke mit

$$\delta_{Ne} = \pi \sqrt{\frac{2\mu_0 A}{J_S^2}}, \qquad (4.6)$$

A ist die Austauschkonstante,

$J_s = \mu_0 \left| \vec{M}_S \right|$ mit der Sättigungsmagnetisierung M_S,

abgeschätzt werden [Kro03]. Für eine 180°-Blochwand kann die Dicke der Wand mit

$$\delta_B = \pi \sqrt{\frac{A}{K_1 + K_2}}$$

K_i sind die Kristall-Anisotropiekonstanten,

angenähert werden [Kro03]. Die kritische Schichtdicke für den Übergang von Bloch- zu Néelwänden ist materialabhängig, kann aber nach Néel analytisch berechnet werden [Née55]. Für eine Ableitung der Gleichungen wird auf das Buch von Kronmüller und Fähnle verwiesen [Kro03].

Material	K_i [J/m^3]		A [pJ/m]	M_S [A/m]	J_S [T]	δ_{Ne} [nm]
	T=4.2 K					nach Gl. 4.6
	i=1	i=2				
a-Fe (bcc)	$5{,}2\cdot10^4$	$-1{,}8\cdot10^4$	20,7	$1700\cdot10^3$	2.185	10.4
Co (hcp)	$7\cdot10^5$	$1{,}8\cdot10^5$	30,2	$1400\cdot10^3$	1.790	15.3

Tab. 4.1: *Magnetische Parameter und berechnete Dicke der Néelwand für Eisen und Kobalt [Kro03].*

In der vorliegenden Arbeit war die Dicke der ferromagnetischen Eisen- bzw. Kobaltschichten *d=5nm*. Dies ist für beide Materialien weit unterhalb der kritischen Schichtdicke, so dass Néelwände vorliegen müssen. Die Tabelle 4.1 zeigt für die beiden verwendeten Materialien die magnetischen Parameter und die abgeleiteten Wanddicken. Für eine Néelwand in einer dünnen Eisenprobe erwartet man eine ca. 10nm breite 180°-Domänenwand.
Die Anzahl von Domänen und damit das von ihnen ausgehende Streufeld, ist gerade bei Ummagnetisierungsvorgängen im Bereich der Koerzitivfeldstärken maximal (siehe spätere Simulationen). Dies hat Konsequenzen für den GMR-Effekt. Parkin et al. untersuchte an GMR- und TMR-Sensoren die Abnahme der Empfindlichkeit $\Delta R / \Delta H$ des Sensors mit zunehmenden Lesezyklen [McC99, Tho00, Tho00b]. Dieser Effekt ist unter der Bezeichnung „aging“ von Spinventilen bekannt.
Die Magnetisierung der hartmagnetischen Schicht zeigte ein mit der Anzahl der Lesezyklen logarithmisches Abklingen. Bei einem Lesezyklus ändert aber nur die weichmagnetische Schicht ihre Magnetisierungsrichtung. Beim Ummagnetisieren entstehen überall in dieser Schicht Domänen, die von Domänenwänden abgegrenzt sind. Die Ursache für die Abnahme der Magnetisierung in der hartmagnetischen Schicht ist das lokale Streufeld der Domänenwände der weichmagnetischen Schicht (im FMII), obwohl das angelegte äußere Feld typischerweise sehr viel kleiner als das Koerzitivfeld der hartmagnetischen Schicht ist.

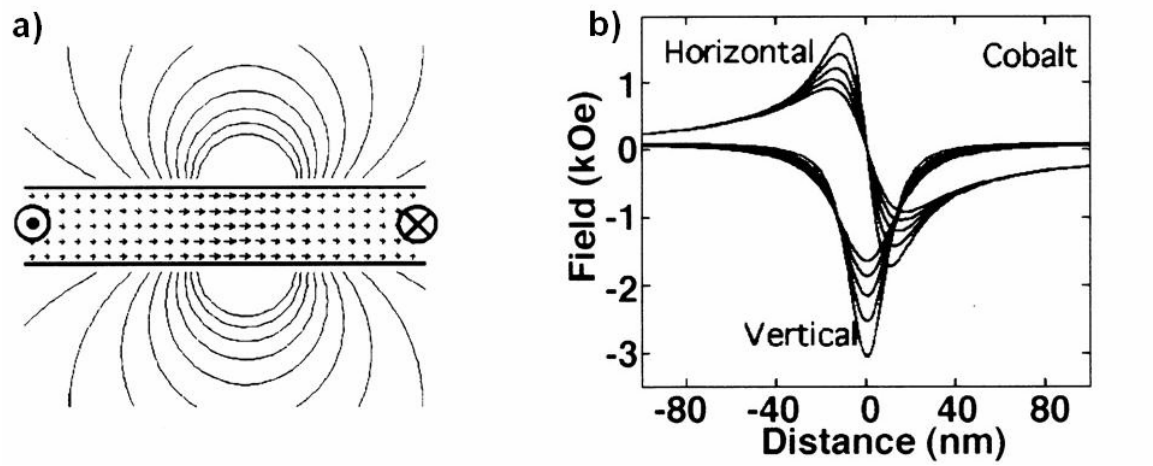


Abb. 4.19: *a) Schematische Darstellung der Magnetisierungsumkehr in einer Néelwand und das dazugehörige Streufeld.*
b) Magnetische Feldstärke in Abhängigkeit von der Position in horizontaler bzw. vertikaler Entfernung von der Domänenwand. Die Kurvenscharen ergeben sich für verschiedene Abstände (2, 4, 6, 8 und 10nm) von der Domänenwand (aus [McC99]).

Experimentell gelang Parkin et al. mit XMCD (**x**-ray **m**agnetic **c**ircular **d**ichroism) und PEEM (**p**hoto**e**lectron **e**mission **m**icroscopy) der experimentelle Nachweis [McC99] für den Einfluss des Streufeldes auf einen zweiten Ferromagneten. Die Kombination beider Methoden erlaubt es, die Magnetisierung in den beiden ferromagnetischen Schichten getrennt voneinander ortsaufgelöst darzustellen. Die Probe wird mit zirkular polarisierter Röntgenstrahlung bestrahlt. Die Absorption ist elementspezifisch und von der Magnetisierung abhängig. Die emittierten Photoelektronen werden detektiert. Man kann so mit den Messdaten ein Bild der ortsabhängigen Magnetisierung der Probe ermitteln. Die Gruppe konnte direkt zeigen, dass die Entmagnetisierung der hartmagnetischen Unterlage (in ihrem Fall eine CoPtCr-Legierung) an den Orten auftritt, an welchen die obere ferromagnetische Schicht (in ihrem Fall Kobalt) Domänenwände ausbildet. Die Abbildung 4.19a) zeigt das Ergebnis für die zugehörigen mikromagnetischen Simulationen des Streufeldes einer Néelwand in einem dünnen Kobaltfilm (Dicke 5nm). Die Abb. 4.19b) zeigt für beide Fälle die ortsaufgelösten Werte der Feldstärke, sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung für unterschiedliche Abstände (2, 4, 6, 8 und 10 nm) von der Domänenwand. Die Feldstärke erreicht auch einige Nanometer von der Probe entfernt noch Feldstärken in der Größenordnung einiger kOe.

Kann folglich mit angenommenen Streufeldern der Domänenwände ein Modell entwickelt werden, welches das Auftreten der nichtmonotonen *R(H)*- und $T_c(H)$- Kurven in dieser Arbeit erklärt?

4.4.2 Diskussion des Modells

Die diskutierten *R(H)*- und $T_{c,mid}(H)$-Anomalien wurden nur nahe des Phasenübergangs zur Supraleitung gefunden. In diesem Bereich des Phasenüberganges hängt die Supraleitung im Besonderen von den drei kritischen Parametern Strom j_c, Magnetfeld H_c und Temperatur T_c ab. Die Abb. 4.20 zeigt schematisch die Abhängigkeit des Supraleiters von den kritischen Parametern. Im Inneren der schraffierten Fläche liegt Supraleitung vor, außen Normalleitung.

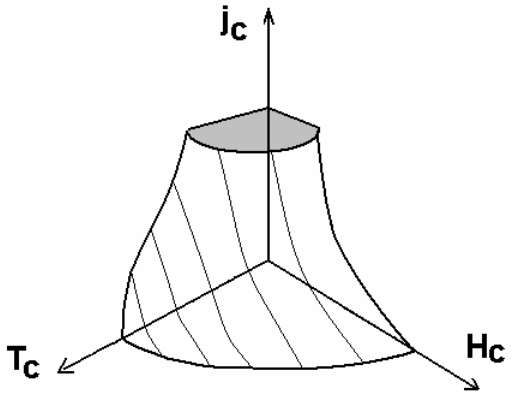


Abb. 4.20:
Schematische Abhängigkeit der Supraleitung von der kritischen Temperatur T_c, dem kritischen Strom j_c[5)] und dem kritischen Magnetfeld H_c.

Wählt man eine feste Temperatur im Bereich des Überganges zur Supraleitung (z.B. $T_{c,mid}$ und I=const.), so könnten lokale Streufelder ausreichen, um die Supraleitung partiell zu stören und einen (messbaren) erhöhten Spannungsabfall zu bewirken. In den Experimenten ist die Stromdichte konstant. Im Falle der *R(H)*-Kurve ist auch die Temperatur auf ΔT=±1mK fixiert. Das Streufeld der Domänen nimmt beim Ummagnetisieren zu und erreicht bei H_C sein Maximum. In diesem Bereich hat auch der elektrische Widerstand ein lokales Maximum, d.h. die Supraleitung wird hier unterdrückt (vgl. Abb. 4.3). Eine weitere Erhöhung des Magnetfeldes führt zu einer Reduktion des Streufeldes und damit wieder zu einer Abnahme des elektrischen Widerstands.

Im Falle der $T_{c.mid}(H)$-Kurve ist der Messstrom wiederum konstant. Auch hier wird zunächst das von außen angelegte Magnetfeld reduziert. Es beginnen sich Domänen auszubilden, deren Zahl im Bereich der Koerzitivfeldstärke maximal ist. Die Streufelder hemmen die Supraleitung in diesem Bereich der Feldstärke maximal. Dies führt zu der beobachteten T_c-Reduktion bei H_c. Direkt oberhalb H_c nimmt die Anzahl der Domänen und das zugehörige Streufeld wieder ab und damit T_c zu (vgl. Abb. 4.8).

Diese Argumentation liefert ein rein phänomenologisches Verständnis der bisher beobachteten Messkurven. Wenn das Streufeld der Domänen die supraleitende Niobschicht in oben beschriebener Weise beeinflusst, dann muss dieser Effekt an einer frisch hergestellten, unmagnetisierten Probe deutlich ausgeprägt sein, denn hier ist die Anzahl der Domänen maximal.

[5)] Das Plateau bedeutet, dass eine Erhöhung der Stromdichte über den Maximalwert j_c nicht möglich ist.

4.4.3 Messung einer nicht vormagnetisierten Probe

Nach der Deposition sind in ferromagnetischen Schichten Bereiche spontaner Magnetisierung vorhanden. Gemittelt über die Probe ist die Gesamtmagnetisierung jedoch Null und die Anzahl der Domänen und deren Wände maximal. Die Unterdrückung der Supraleitung über deren Streufelder also auch. Die $T_{c,mid}(H)$ Kurve sollte deshalb mit einem Minimum für $T_{c,mid}(0Oe)$ starten. Mit zunehmendem äußerem Feld orientieren sich die Domänen in Feldrichtung. Das abnehmende Streufeld führt zu einer Zunahme der mittleren kritischen Temperatur. Im Fall der Sättigung H~1kOe ist das Streufeld minimal und damit $T_{c,mid}$ maximal. Die Abb. 4.21 (linkes Bild) zeigt die an einer, wie im rechten Teil der Abbildung skizzierten, entsprechenden Multilage gemessenen $T_{c,mid}(H)$-Kurve.

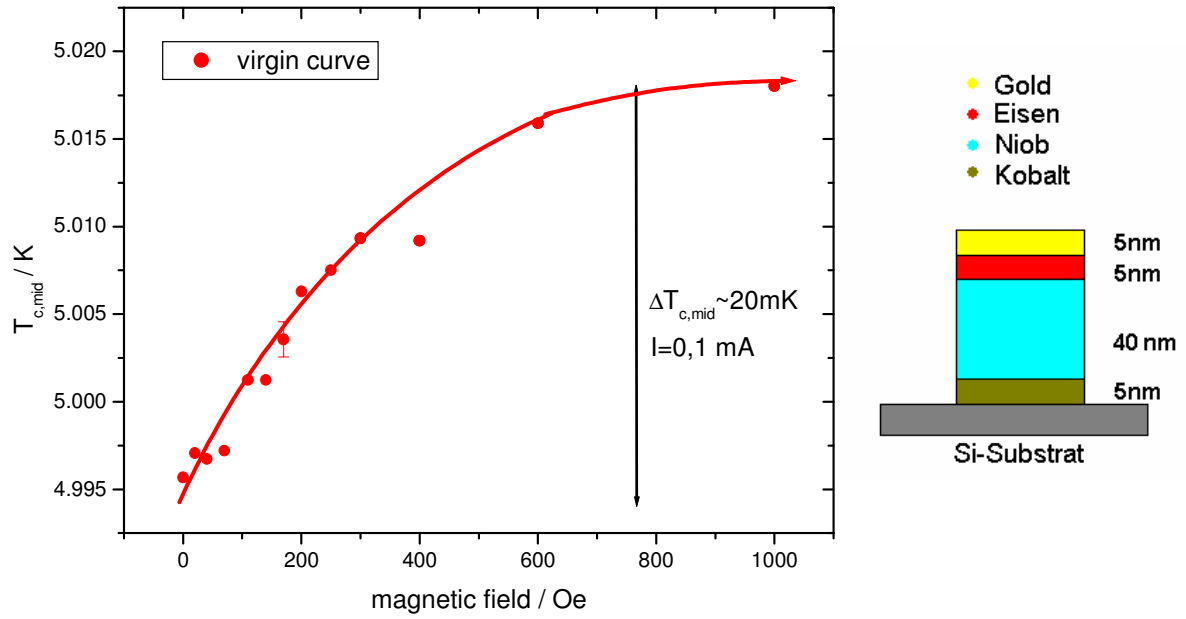


Abb. 4.21.: *$T_{c,mid}(H)$-Kurve an einer zuvor noch nicht magnetisierten Multilage, rechts ist der Probenquerschnitt dargestellt.*

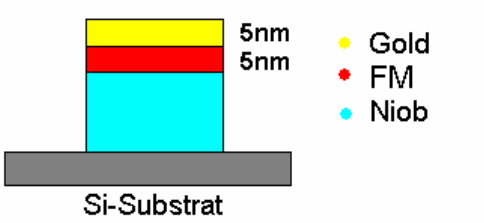
Qualitativ zeigt die Messkurve den zu erwartenden Verlauf. Der $\Delta T_{c,mid}$ beträgt ca. 20mK. Für deutlich höhere Magnetfelder wird das kritische Magnetfeld erreicht und die Probe wird wieder normalleitend, d.h. $T_{c.mid}$ geht gegen Null.

Wenn dieses Erklärungsmodell richtig sein sollte, dann müssten derartige Effekte auch an FM/SL-Doppellagen auftreten. Denn auch hier erwartet man Streufelder beim Ummagnetisieren des Ferromagneten. Der benachbarte Supraleiter sollte davon ähnlich wie im Fall der Dreilagensysteme beeinflusst werden. Außerdem wäre dies der endgültige Ausschluss der ersten beiden Modellvorstellungen als Erklärung der unerwarteten Messkurven. Entsprechenden Experimenten an Doppellagen kommt deshalb eine zentrale Bedeutung zu.

4.4.4 Messungen an Doppellagen

Mit Hilfe der Experimente an FM/SL-Doppellagenstrukturen soll das Modell der Streufelder untermauert und die anderen beiden Modellvorstellungen endgültig ausgeschlossen werden. Wenn tatsächlich nur das Streufeld beim Ummagnetisieren in den Ferromagneten für die beobachteten Messkurven verantwortlich ist, dann sollte ein Schichtsystem aus nur einem Ferromagnet mit einer darüber liegenden supraleitenden Niob-Schicht eine ähnliche Struktur in der *R(H)*- und der $T_{c,mid}(H)$-Kurve zeigen, wie die FM/SL/FM-Schichtsysteme. Hierzu wurden Doppellagen, wie in Abb. 4.22 skizziert, hergestellt. Die Schichten wurden mit ca. 5nm Gold abgedeckt, um eine Oxidation beim Einbau in den Kryostaten zu vermeiden.

Abb. 4.22:
Schematische Schichtabfolge der FM/SL-Doppellagen.



Als ferromagnetische Schicht (FM) wurde sowohl Kobalt als auch Eisen verwendet. Die Dicke des Niobs wurde mit 17,5nm, 20,0nm und 22,5nm variiert. Um ähnliche Effekte wie im Falle der FM/SL/FM-Systeme zu erzielen, musste sie etwas geringer gewählt werden, da nur ein Ferromagnet mit seinen Streufeldern die Supraleitung beeinflusst.
Die Abb. 4.23 zeigt die Ergebnisse der Magnetotransportmessungen an der abgebildeten Doppellage (d_{Niob}=20nm). Die $T_{c,mid}(H)$-Kurve zeigt überraschenderweise zwei Minima. Die Anzahl der Messpunkte wurde bei den Doppellagen erhöht, so dass nicht geklärt werden kann, ob nicht auch bei den FM/SL/FM-Schichten tatsächlich zwei Minima in der $T_{c,mid}$-Kurve vorhanden sind. Es sei daran erinnert, dass die *R(H)*-Kurven an den Dreilagen (vgl. Abb. 4.3 und 4.4) auch eine Feinstruktur bei *H*=0Oe zeigten.

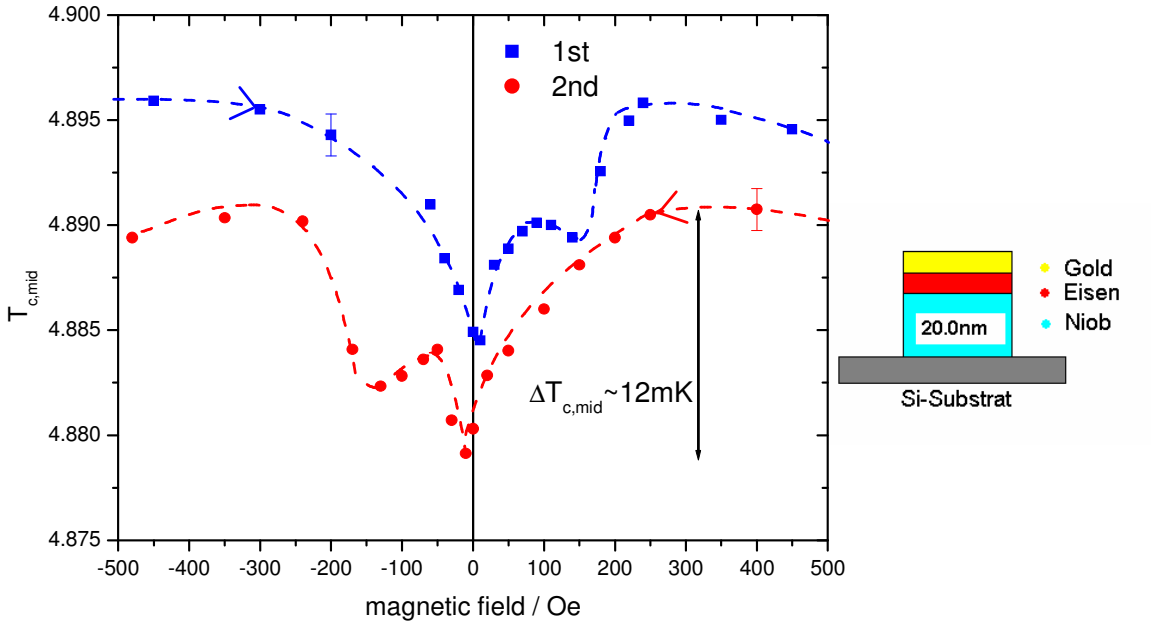


Abb. 4.23: *$T_{c,mid}$ in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld von negativen zu positiven Magnetfeldern (blau) und umgekehrt (rot).*

Das erste Minimum in der $T_{c,mid}$-Kurve tritt bei 0Oe auf. Der Ferromagnet liegt bei diesem Feld im remanenten Zustand vor. Dieser ist durch die Existenz einer reversiblen Domänenstruktur charakterisiert [Kro03]. Ein „Messartefakt“ ist auszuschließen, da bei Messungen an den anderen Doppellagen auch jeweils zwei Minima auftraten.
Das zweite Minimum liegt ungefähr bei der Koerzitivfeldstärke $H_C(Fe) \sim 100Oe$ und damit im Bereich der Ummagnetisierung des Ferromagneten, die Domänenanzahl sollte hier am größten sein. Die Domänenstruktur und deren Änderung mit dem Magnetfeld sind bei der in diesem Kapitel diskutierten Modellvorstellung entscheidend.

Probe	Material des FM	Niobdicke th_{Nb} in nm	krit. Temperatur $T_{c,mid}$ in K	Verschub von $\Delta T_{c,mid}$ in mK
SF31	Eisen	22.5	5,028	14
SF32	Eisen	20.0	4,901	12
SF33	Kobalt	17.5	3,550	11

Tab. 4.2: *Experimentelle Daten der Doppellagen.*

Die Änderung der kritischen Temperatur $\Delta T_{c,mid}$ während des Ummagnetisierungsvorganges beträgt bei den untersuchten Proben zwischen 11 und 14 mK. Dies ist ein deutlich niedriger Wert als bei den FM/SL/FM-Schichten. Auch die Doppellage mit der Kobaltschicht als Ferromagnet zeigt einen geringeren Effekt $\Delta T_{c,mid}$ ~11mK in der kritischen Temperatur. Die Tabelle 4.2 zeigt eine Zusammenstellung der Messergebnisse für die untersuchten Doppellagen.

Die erreichten $\Delta T_{c,mid}$ waren für alle untersuchten Dicken der supraleitenden Schicht kleiner als bei den Dreilagen. Bei den Dreilagen sind die Streufelder von zwei Ferromagneten vorhanden, so dass die Supraleitung stärker bzw. lokal in noch mehr Bereichen geschwächt wird, als im Falle der Doppellagen.
Die entsprechenden *R(H)*-Kurven zeigen im einen ähnlichen Verlauf wie bei den Dreilagensystemen. Allerdings ist das lokale Widerstandsmaximum etwas geringer und die Messdaten verrauschter, weshalb sie hier nicht abgebildet wurden.

Ähnliche Beobachtungen an FM/SL-Schichten, wie in der vorliegenden Arbeit dargestellt, wurden kürzlich von Rusanov et al. diskutiert [Rus04]. Die Gruppe untersuchte Doppellagen aus einer Permalloy-Schicht (Dicke ~20nm) und einer Niobschicht (Dicke ~20nm). Hier beträgt die kritische Temperatur der Doppellage T_c=5,7K. Rusanov stellt bei der Messung der *R(T)*-Kurve bei einem konstanten Magnetfeld $H=H_c(Permalloy)$ gegenüber der Messung im Nullfeld eine um ca. ΔT_c~10mK verschobene *R(T)*-Kurve fest. Es wurde jedoch keine systematische Untersuchung des $T_c(H)$-Zusammenhangs durchgeführt.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Messungen an Doppellagen die an FM/SL/FM-Schichtsystemen beobachteten Effekte im Wesentlichen bestätigen. Die Größe der T_c-Änderung ist bei den Doppellagen allerdings geringer. Da eine spinabhängige Elektronenstreuung an einer Doppellage nicht möglich ist, kann das entsprechende Modell hier endgültig ausgeschlossen werden.
Die obigen Messergebnisse bestätigen in konsistenter Weise, dass der Magnetotransport sowie die kritische Temperatur von FM/SL-Hybridstrukturen (Doppellagen, Dreifachlagen) für äussere Magnetfelder im Bereich der Koerzitivfeldstärke maßgeblich durch die Domänenstruktur bzw. die daraus folgenden Streufelder der ferromagnetischen Schicht(en) beeinflusst werden.

Eine experimentelle Erschließung der *lokalen* Domänenstruktur der vorliegenden Proben war nicht möglich, da dies in-situ durchgeführte MFM-(**m**agnetic **f**orce **m**icroscope) Messungen bzw. Lorentz-Mikroskopie Messungen auf der Basis eines TEM (transmission electron microscope) benötigt hätte. Um trotzdem das obige, qualitative Bild kritisch überprüfen zu können und zu einem besseren Verständnis des Einflusses von Domänenwänden auf die Transporteigenschaften des Supraleiters zu gelangen, wurden mikromagnetische Simulationen durchgeführt, welche im Folgenden vorgestellt werden sollen.

4.5 Mikromagnetische Simulation

Mikromagnetische Simulationen sind im Rahmen dieser Arbeit die einzige Möglichkeit, Aussagen über die Domänenstruktur und die Streufelder der Domänenwände zu erzielen.
Man unterscheidet im Wesentlichen zwei Ansätze. Der thermodynamische Ansatz geht auf Brown zurück [Bro63]. Die Magnetisierung führt im thermodynamischen Gleichgewicht zu einem Minimum der Gibbs´schen freien Energie. In Simulationen minimiert man deshalb die Gibbs´sche freie Energie des Systems. Gilbert entwickelte einen anderen Ansatz, in welchem eine Bewegungsgleichung für die magnetischen Momente formuliert wird. Deren Integration liefert eine Momentaufnahme der Domänenkonfiguration.
Letzterer Ansatz wurde in dieser Arbeit mit der verwendeten OOMMF-(**o**bject **o**riented **m**icro**m**agnetic **F**ramework) Software angewendet. Für eine detaillierte Einführung der verwendeten OOMMF-Simulation wird auf die Dokumentation verwiesen [OOM02]. Die OOMMF Software (Version 1.2a3) ist auf den Internetseiten des NIST (National Institute of Standards and Technology) unter `http://math.nist.gov/oommf/` frei verfügbar.
Die zu berechende Probe wird in ein dreidimensionales Netz von Flächenelementen parametrisiert. In deren Zentrum einer jeden Zelle ist ein elementarer magnetischer Polarisationsvektor angeordnet. In der Simulation wird die zeitabhängige Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung integriert und so die Magnetisierung in den Zellen bestimmt.

4.5.1 Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung

Die Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung gibt die Bewegungsgleichung der Magnetisierung unter dem Einfluss eines effektiven Magnetfeldes $\vec{H}_{eff}$ an. $\vec{H}_{eff}$ ist das Feld, welches sich aus einem äußeren Feld und Feldtermen aufgrund der Austauschwechselwirkung, Anisotropiebeiträgen und der Dipolenergie zusammensetzt. Die Kristallanisotropie bestimmt die Raumrichtung der Magnetisierung in feldfreien Fall. Jedes magnetische Moment erzeugt ein magnetisches Streufeld, welches mit allen anderen Momenten wechselwirkt und in die Dipolenergie eingeht. In speziellen Fällen spielen auch andere Anisotropiebeiträge, beispielsweise die Formanisotropie dünner Filme, ein Rolle. Sie gibt den Unterschied zwischen der Dipolenergie der möglichen Zustände an (z.B. „in plane“-, „out of plane“-Konfiguration) [Kro03].

$\vec{T}$ sei im Folgenden das mechanische Drehmoment. Die zeitliche Änderung des Drehmoments führt zu einer Präzessionsbewegung des Polarisationsvektors $\vec{J}_S$. Mit dem Drehimpuls $\vec{L}$ ist dies bestimmt durch

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{T} = \left[\vec{J}_S \times \vec{H}_{eff}\right]. \qquad (4.7)$$

Unter Berücksichtigung der quantenmechanischen Relation $\vec{J}_S = \gamma_0 \cdot \vec{L}$, welche den Drehimpuls über das gyromagnetische Verhältnis $\gamma_0 = -g|e|/(2m)$ mit der magnetischen Polarisation verknüpft, erhält man eine verallgemeinerte Form dieser Gleichgewichtsbedingung

$$\frac{d\vec{J}_S}{dt} = \gamma_0\left[\vec{J}_S \times \vec{H}_{eff}\right]. \qquad (4.8)$$

Landau und Lifshitz führten einen zusätzlichen Dämpfungsterm ein, welcher die magnetische Polarisation in Richtung des effektiven Feldes rotiert. Gleichung (4.8) wird damit zu

$$\frac{d\vec{J}_S}{dt} = \gamma_L\left[\vec{J}_S \times \vec{H}_{eff}\right] - \left(\frac{\alpha_L}{J_S}\right)\left[\vec{J}_S \times \left[\vec{J}_S \times \vec{H}_{eff}\right]\right].$$

α_L ist dabei ein Dämpfungsparameter (Index L für Landau-Lifshitz). Führt man den Magnetisierungsvektor $\vec{M}_S$ ein und dividiert durch die magnetische Feldkonstante μ_0 so erhält man die meist verwendete Form der Landau-Lifshitz Gleichung

$$\frac{d\vec{M}_S}{dt} = \gamma_L\left[\vec{M}_S \times \vec{H}_{eff}\right] - \left(\frac{\alpha_L}{M_S}\right)\left[\vec{M}_S \times \left[\vec{M}_S \times \vec{H}_{eff}\right]\right]. \qquad (4.9)$$

Gilbert formulierte eine alternative Form der Bewegungsgleichung (Gilbert Gleichung):

$$\frac{d\vec{M}_S}{dt} = \gamma_G\left[\vec{M}_S \times \vec{H}_{eff}\right] - \left(\frac{\alpha_G}{M_S}\right)\left[\vec{M}_S \times \frac{d\vec{M}_S}{dt}\right].$$

Die so genannte Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung ist die verallgemeinerte Darstellung beider Bewegungsgleichungen.

$$\frac{d\vec{M}_S}{dt} = \frac{\gamma_G}{1+\alpha_G^2}\left[\vec{M}_S \times \vec{H}_{eff}\right] - \frac{\alpha_G \cdot \gamma_G}{\left(1+\alpha_G^2\right) M_S}\left[\vec{M}_S \times \left[\vec{M}_S \times \vec{H}_{eff}\right]\right] \qquad (4.10)$$

Diese Gleichungen dienen als Grundlage der Simulation der Magnetisierung in den einzelnen Zellen.

Im Falle des Gleichgewichts würde für das Drehmoment nach Gl. (4.17) $\vec{L} = \left[\vec{J}_S \times \vec{H}_{eff}\right] = 0$ gelten. Diese Gleichgewichtsbedingung erfordert sowohl im feldfreien Fall, als auch für den Fall eines äußeren Feldes eine Parallelstellung der Magnetisierung oder aber ein verschwindendes effektives Feld (mit Beiträgen der Anisotropie, Austauschwechselwirkung…). Eine analytische Lösung dieser mikromagnetischen Gleichgewichtsbedingung für einen makroskopischen Ferromagneten im Multi-Domänenzustand existiert heute noch nicht. Es zeigt sich jedoch, dass die Bestimmung der gesamten Domänenwandenergie und der Energie der Domänenkonfiguration die Gleichgewichtsbedingung erfüllen. Die Domänenkonfiguration mit der niedrigsten Energie kann so als der makroskopische Grundzustand des Systems angesehen werden. In dieser Näherung sind die Bereiche einer inhomogenen Magnetisierung auf die Domänenwand beschränkt, während die Domänen Bereiche homogener Magnetisierung sind [Kro03].

In der OOMMF-Simulation ist nun ein dM/dt -Stoppwert (so klein wie möglich) vorzugeben. Nach erreichen dieser Schwelle hat man für jede der Zellen die konstant angenommene Magnetisierung. Für die Berechnung der endgültigen Domänenkonfiguration muss nun noch die Dipolwechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten $\vec{m}$ der Nachbarzellen berücksichtigt

$$E_i = \sum_{j \in N_i} A_{ij} \frac{\vec{m}_i \cdot \left(\vec{m}_i - \vec{m}_j\right)}{d_{ij}^2}, \qquad (4.11)$$

A_{ij} ist der Koeffizient für die Austauschwechselwirkung,

d_{ij} ist der Abstand zwischen der der i-ten mit der j-ten Zelle,

werden. Es können verschiedene Abbruchbedingungen in der Simulationsdatei definiert werden. Hier wurde ein geeigneter dM/dt Wert vorgegeben (siehe Manual) [OOM02]. Erreicht die Dynamik der magnetischen Momente den vorgegebenen Schwellwert, so wird die Iteration gestoppt.

Die Konfiguration der magnetischen Momente sowie einer Reihe anderer Parameter werden in einer Datei ausgegeben. Dann wird das äußere Magnetfeld geändert und die Iteration beginnt erneut.

4.5.2 Domänenkonfiguration einer dünnen Eisenschicht

Im Folgenden wurde eine Simulation der Domänenkonfiguration einer dünnen Eisenschicht der Dicke 5nm durchgeführt. In Anhang A ist die Eingabedatei, in der die wesentlichen Parameter festgelegt werden müssen, wiedergegeben.

Abbildung 4.24 zeigt die gemessene Hysteresekurve im Vergleich zu den simulierten Kurven., normiert auf die jeweiligen Sättigungsmagnetisierungen. Die gemessene Probe hatte die Abmessungen 8mm·5mm·5nm und wurde zum Schutz vor Oxidation mit einer 5nm dünnen Goldschicht bedeckt. Die simulierten Proben hatten die Abmessung 8µm·6µm·5nm mit einer Größe der Zellen von 10nm·10nm·5nm, um die Simulationsdauer zu reduzieren. Die Simulation, mit einer Proben-Abmessung von 10nm·10nm·5nm für eine Zelle ($\sim\delta_{Ne}$), zeigte keine Änderung der Domänenstruktur im Vergleich zu einer begonnen Simulation mit einer Abmessung von 1nm·1nm·5nm ($<\delta_{Ne}$). Die Simulation wurde nach endlicher Dauer abgebrochen.

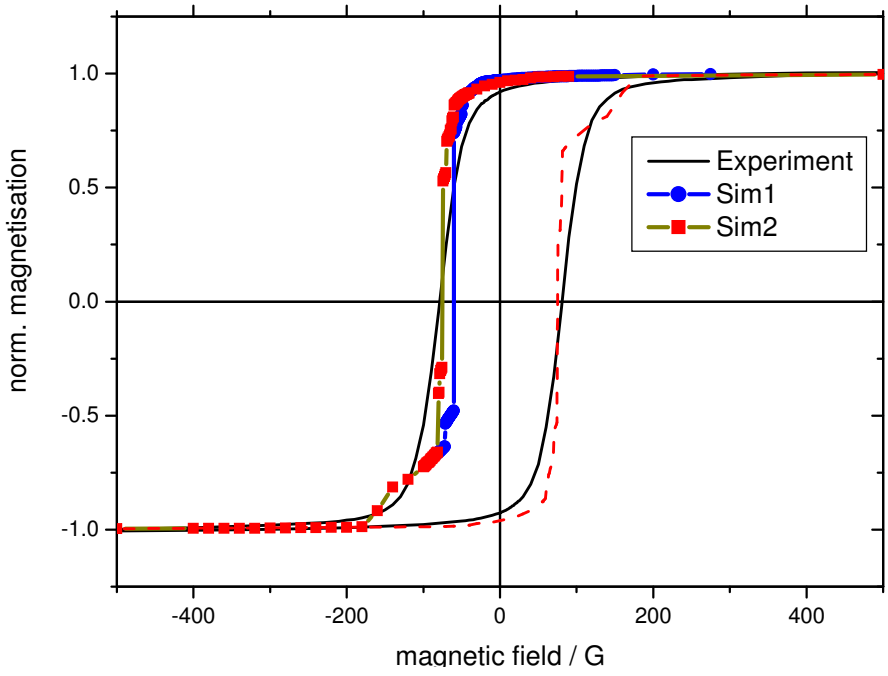


Abb. 4.24: *Vergleich der M(H)-Kurve von Simulation und Experiment einer Eisen-Schicht (Dicke 5nm).*

Als Startbedingung für die Simulation wurden die Magnetisierungsrichtungen der Zellen statistisch orientiert angenommen. Danach wurde ein externes Magnetfeld von H=5kOe in positiver x-Richtung angelegt, so dass die Probe die Sättigungsmagnetisierung erreichte. Die Simulation Sim1(blau) wurde mit den Literaturwerten für A, K_1, M_S für Bulk-Material durchgeführt (Werte siehe Tab. 4.1 [Kro03]). Für die Simulation Sim2 (rot) wurde der Wert für die magnetokristalline Anisotropie um etwa 20% auf $K_1 = 58 \cdot 10^3\, J/m^3$ erhöht. Die simulierte Kurve stimmt mit dem gemessenen Verlauf deutlich besser überein.

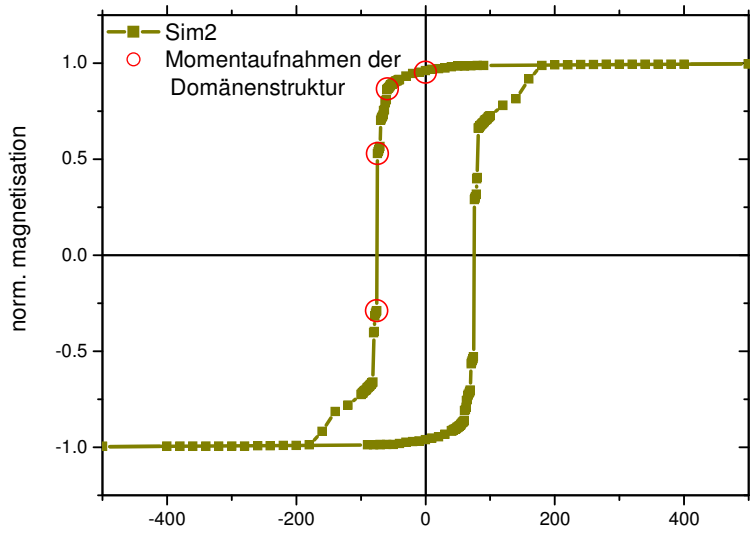
Ein höherer Wert der magnetokristallinen Anisotropie kann mit einem „Pinning“ der magnetischen Momente an Defekten der polykristallinen Matrix und der Wechselwirkung von Domänenwänden mit Kristalldefekten legitimiert werden (ausführliche Diskussion bei [Kro03]). Die gestrichelte rote Linie ergänzt die Simulation (Sim2), da bei hoher Auflösung aus Zeitgründen nur die halbe Hysteresekurve berechnet wurde.

In Abbildungen 4.25 ist die berechnete Domänenkonfiguration für ausgezeichnete Magnetfelder (H=5kOe, $H=0$Oe, 0Oe<H<$H_c(Fe)$, und $H_c(Fe)$)der Hysterese abgebildet.
Jeder der kleinen Pfeile symbolisiert in Wirklichkeit eine Mittelung in der Darstellung über je 10·10 simulierte Zellen. Die Grauwerte sind ein Maß für die Magnetisierungsrichtung jeder Zelle. Der Betrag der Magnetisierung ist in jeder Zelle konstant.

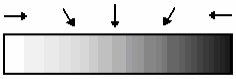
Die Abbildungen zeigen, dass sich vom rechten bzw. linken Rand der Probe aus, mit abnehmendem Magnetfeld Domänen ausbilden. Dieser Prozess setzt ungefähr bei der Remanenz ein. Dort bilden sich im Inneren der Probenoberfläche bei einigen Zellen leichte (noch reversible) Auslenkungen der Magnetisierung, wobei noch keine Domäne zu erkennen ist. Für Magnetfelder zwischen der Remanenz und der Koerzitivfeldstärke bilden sich an den Stellen, die vorher nur leicht ausgelenkt waren, Domänen aus. Außerdem bilden sich an benachbarten Domänenwänden Wirbel aus, deren Ursache wiederum eine Reduktion der Streufeldenergie ist. Im Bereich der Koerzitivfeldstärke H_c~75Oe ist die Anzahl der Domänen, der Domänenwände und der Verwirbelungen maximal.

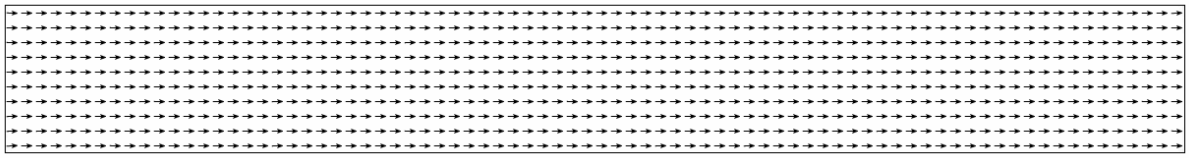
Die simulierte Geometrie ist zwar um den Faktor 1000 kleiner. Wichtigster Unterschied bei der realen Probe ist, dass sich eine Domänenwand nicht über die gesamte Probenbreite erstreckt. Die Minimierung der Streufeldenergie bestimmt die Orientierung der benachbarten Domänen. Es ist die Entstehung von Landau-Mustern zu erwarten.

Die Simulation zeigt die Entstehung von Domänen und Domänenwänden. Im Bereich der Koerzitivfeldstärke ist die Anzahl von Domänenwänden maximal.

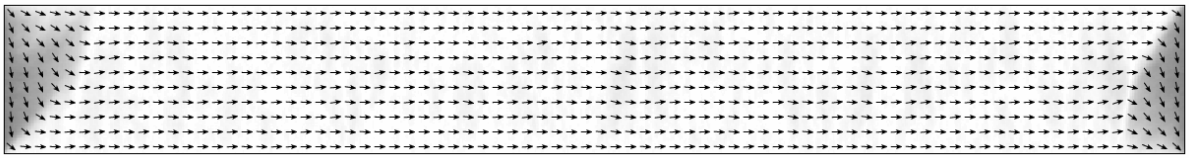


Startkonfiguration, Magnetisierung in Sättigung:
H=5kOe; $M / M_s = +1{,}000$

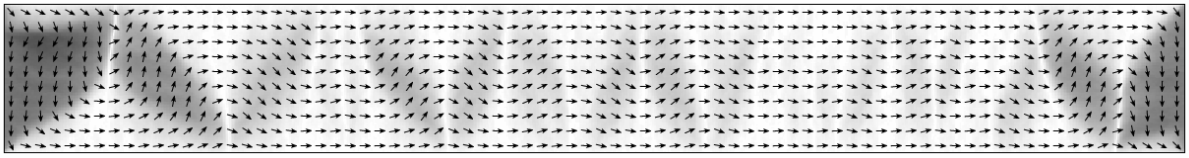




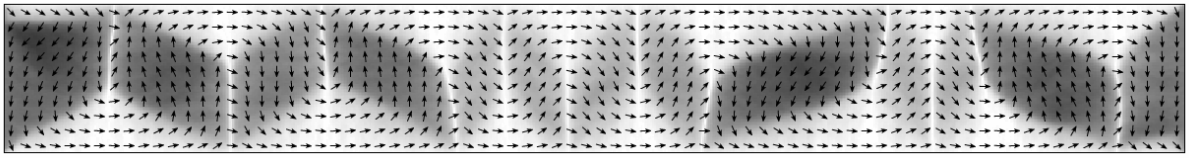
Bei der Remanenz: H=0Oe; $M / M_s = +0{,}968$



Zwischen Remanenz und Koerzitivfeld: H=58.7Oe; $M / M_s = +0{,}865$



Bei der Koerzitivfeldstärke: H=75.39Oe; $M / M_s = +0{,}529$



H=75.41Oe; $M / M_s = +-0{,}289$

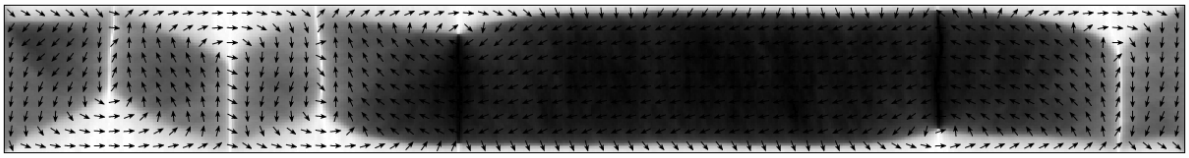


Abb. 4.25: *Darstellung der simulierten Konfiguration der magnetischen Domänen für verschiedenen Magnetfelder (siehe rote Kreise in der Hysteresekurve).*

4.5.3 Lokales Streufeld einer dünnen Eisenschicht nahe H_c

Für eine Analyse des Streufeldes kann aus der Domänenkonfiguration das lokale Streufeld berechnet werden. In Anhang F ist die Simulation und Skalierung des Streufeldes skizziert. Zur Begründung des Streufeldmodells muss die lokale magnetische Feldstärke für die Domänenkonfiguration im Bereich des Ummagnetisierens (vgl. Abb. 4.25) berechnet werden. Abbildung 4.26 zeigt den Betrag der magnetischen Feldstärke in einem vertikalen Abstand von z=10nm oberhalb der Oberfläche.

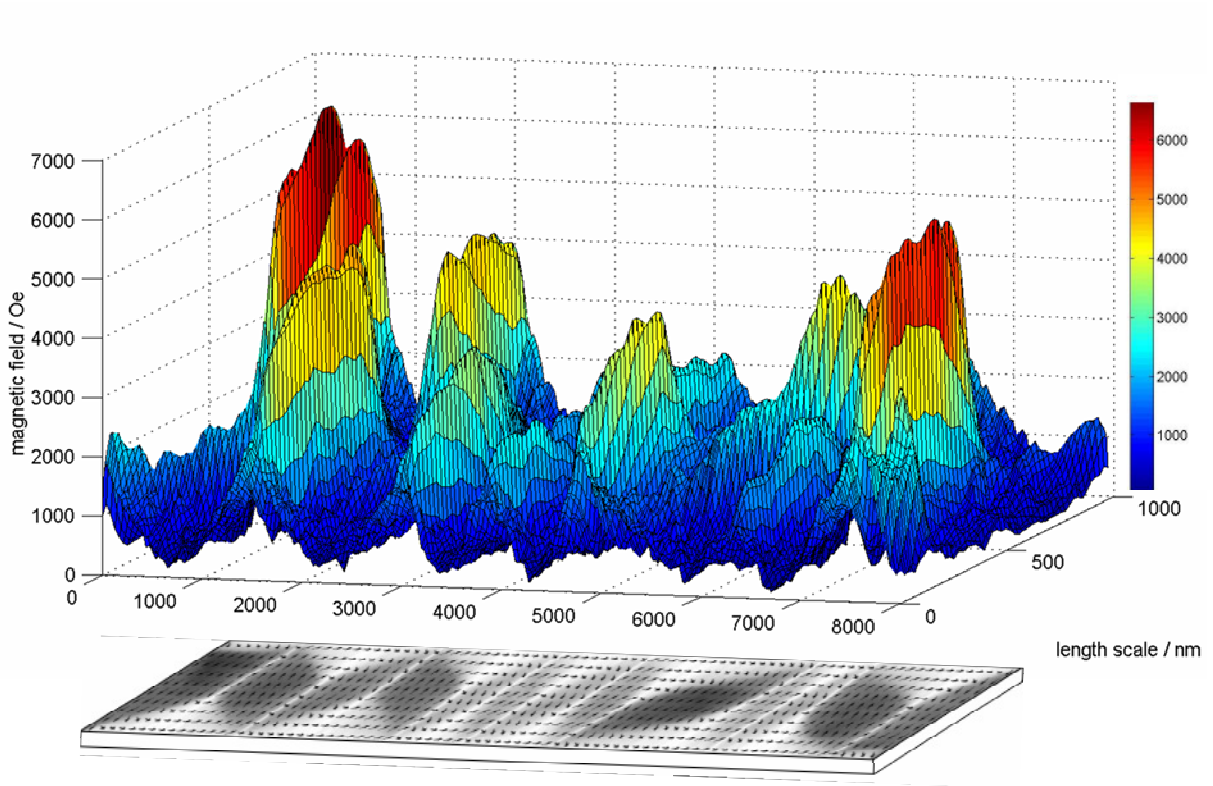


Abb. 4.26: *Aus der Domänenkonfiguration (vgl. Abb. 4.25) berechnete obere Abschätzung des Betrages der Streufeldstärke im Abstand von 10nm senkrecht von der Oberfläche.*

Man erkennt deutlich, dass lokal dort, wo sich in der Eisenschicht Domänenwände ausbilden, die Streufeldstärke Maximalwerte (bis 6kOe) erreicht. In den FM/SL-Hybridsystemen erhöht das Streufeld der Domänenwände (in den FM) die Feldstärke in der benachbarten Supraleiter-Schicht lokal um drei Größenordnungen (vgl. mit dem angelegten Feld H_c).
Die Erklärungen der Magnetotransporteffekte mit dem Streufeldmodell in Kap. 4.4.2 ist damit qualitativ bestätigt. Können weiterhin quantitative Aussagen gemacht werden?

An dem Dreilagensystem (siehe Abb. 4.1) wurde eine *R(H)*-Messkurvenschar aufgenommen (siehe Abb. 4.4). Es verwunderte dort, dass das lokale Widerstandsmaximum beim Ummagnetisieren in allen *R(H)*-Kurven das Widerstandsniveau erreicht, welches mit einem äußeren Feld von ca. H~1750Oe (grauer Pfeil) erreicht werden konnte. Diese Größenordnung ist mit der berechneten Feldstärke, hervorgerufen durch das Streufeld der Multidomänen-konfiguration zusammen mit dem anliegenden Magnetfeld vereinbar. Es darf jedoch nicht aus der Simulation eine mittlere Feldstärke berechnet und verglichen werden. Vielmehr muss eine Reihenschaltung normalleitender Bereiche betrachtet werden:

Die Simulation zeigt, dass sich die Maxima im Streufeld über die gesamte Probenbreite entlang der Domänenwand erstrecken. Im Fall der realen Probe, die um den Faktor 10^3 größer ist, mag die Domänenkonfiguration im Detail zwar etwas unterschiedlich sein, jedoch reihen sich auch dort die Domänen lückenlos aneinander. Dort sind wiederum die Domänenwände die Ursache hoher lokaler Streufelder in der Nb-Schicht. Der Stromtransport wird also immer wieder von Bereichen mit einem hohen elektrischen Widerstand unterbrochen. Eine quantitative Berechnung der Widerstandszunahme für die gemessenen Proben ist jedoch nicht möglich. Die *R(H)*-Kurven sind in einem engen Temperaturbereich $T_{c,0}<T<T_{c,onset}$ ermittelt worden. Inwiefern die Supraleitung vollständig unterdrückt wird und vor allem wie groß der Bereich ist, ist nicht aussagekräftig abschätzbar. Das Resultat der experimentell beobachteten Widerstandszu-nahme im Bereich der Koerzitivfeldstärke ist aber gegeben.

Liegt das Streufeld der Probe vor, so kann zusätzlich der Kraftgradient auf eine magnetische Spitze und damit das erwartete MFM-Bild berechnet werden. Unter der Annahme, dass die Spitze aus einem Punktdipol ($\vec{m}$) besteht, ist die Ableitung der Kraft

$$F'_{mag} = m_x \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + m_y \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + m_z \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} \text{ [Rug90].} \qquad (4.12)$$

Abbildung 4.27. zeigt die, zu der in Abb. 4.26 diskutierten Domänenkonfiguration, berechnete MFM-Aufnahme für einen Spitzenabstand von 10nm von der Probenoberfläche.

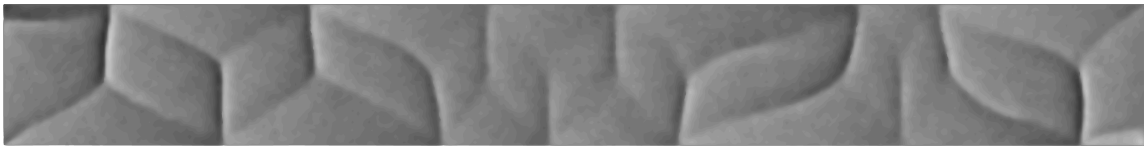


Abb. 4.27: *Erwartete MFM-Aufnahme der Domänenkonfiguration aus Abb. 4.26.*

Im Experiment wäre die reale Spitzengeometrie zu berücksichtigen. Die Domänen-konfiguration des Ferromagneten könnte so für Temperaturen oberhalb T_c direkt sichtbar gemacht werden.
Bestünde die Möglichkeit Tunnelspektroskopie unterhalb T_c zu realisieren, wäre eine ortsaufgelöste Spektroskopie einer FM/SL-Schicht mit dem Supraleiter an der Proben-oberfläche interessant. Aus der I-U-Charakteristik könnte die Energielücke des Supraleiters lokal spektroskopiert werden. Die Vermutung der Aneinanderreihung von normal und supraleitenden Bereichen könnte so experimentell direkt bewiesen werden. Ein Vergleich mit der Domänenkonfiguration des Ferromagneten erbrächte dann den direkten Beweis des obigen Streufeldmodells.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Interpretation der experimentell beobachteten Effekte im Rahmen des Streufeldmodelles durch die Simulationen bestätigt werden. Der Supraleiter ist Streufeldern ausgesetzt, die lokal im Bereich der Domänenwände auftreten. Die Feldstärken erreichen im Abstand von 10nm von der Probenoberfläche des Ferromagneten noch einige kOe und unterdrücken folglich lokal die Supraleitung. Die kritische Magnetfeldstärke ist in diesen Bereichen erreicht, so dass Normalleitung auftritt. Das Auftreten zweier Minima in der $T_{c,mid}(H)$-Kurve kann mit den vorgestellten Simulationen jedoch nicht befriedigend erklärt werden. Womöglich sorgen Pinningeffekte in der realen Probe für eine Domänenkonfiguration im Feldbereich zwischen der Remanenz und der Koerzitivfeldstärke die hohe Streufeldstärken zeigt.

4.6 Zusammenfassung

Magnetotransportmessungen an FM/SL/FM-Dreilagen zeigten einen überraschenden nicht monotonen Verlauf der $T_{c,mid}(H)$- und der $R(H)$-Kurve, welcher mit konventionellen Modellen (Proximity, Spininjektion) nicht vereinbar ist. Die beobachtete Änderung der kritischen Temperatur betrug bei den FM/SL/FM-Systemen bis zu $\Delta T_{c,mid}$~50mK, bei den FM/SL-Schichten bis zu $\Delta T_{c,mid}$~14mK. Die Änderung des elektrischen Widerstandes (R im Übergang der Supraleitung) kann dabei bis zu mehreren 100% betragen.
Das Modell des Transportes in einem Proximity-Bild konnte ausgeschlossen werden, da die erwartete Änderung der kritischen Temperatur entgegengesetzt zu den experimentellen Ergebnissen ist. Die Spininjektion, also die Injektion spinpolarisierter Quasiteilchen in die supraleitende Zwischenschicht mit einer anschließenden spinabhängigen Elektronenstreuung in der zweiten Ferromagnetschicht ist u. a. mit den Ergebnissen der Experimente an FM/SL-Doppellagen nicht vereinbar.
Arbeiten zum „Aging“ von GMR-Spinventilen indizierten einen Zusammenhang der beobachteten Messergebnisse mit dem Auftreten von Streufeldern magnetischer Domänen [McC99]. Das Erklärungsmodell geht davon aus, dass Streufelder der magnetischen Domänenwände die Supraleitung in der Niobschicht lokal beeinflussen. Beim Ummagnetisieren werden magnetische Domänen ausgebildet die von Domänenwänden abgegrenzt werden. Die auftretenden Streufelder führen in vertikalem Abstand einiger weniger nm lokal zu Feldstärken, welche das angelegte Feld deutlich übersteigen. In den hier untersuchten Multilagen führt dieses höhere Feld zu einer Zunahme des elektrischen Widerstandes. Die gemessene kritische Temperatur nimmt im Bereich der Koerzitivfeldstärke ab und anschließend mit zunehmendem äußeren Feld und damit abnehmender Domänenzahl wieder zu. Nach erfolgtem Ummagnetisieren ist das Streufeld wieder reduziert und die Supraleitung ist wieder ungestört. Der elektrische Widerstand bzw. die kritische Temperatur gehen wieder auf die Werte zurück, die sie bei Magnetfeldern vor Beginn der Ummagnetisierung hatten. Für darüber hinaus zunehmende Magnetfelder zeigten der Widerstand und die kritische Temperatur den für Supraleiter erwarteten Kurvenverlauf. Die Ergebnisse der Messungen an den FM/SL-Doppellagen unterstützen diese Vorstellung.

An einer isolierten Ferromagnetschicht konnte die Domänenstruktur simuliert und daraus die Streufeldstärke berechnet werden. Es konnte gezeigt werden, dass die lokale Feldstärke der Streufelder vertikal oberhalb der Domänenwände (10nm) das äußere Feld um einen Faktor 100 übertrifft und die kritische Feldstärke des Supraleiters dort übersteigt. Damit konnte das Streufeldmodell zur Erklärung der beobachteten Effekte theoretisch bestätigt werden.

An FM/SL-Hybridstrukturen hängen die Werte des elektrischen Widerstandes und der kritischen Temperatur von den Vorbedingungen ab. Auch wenn das äußere Feld verhältnismäßig kleine Werte aufweist, können in der Multidomänenkonfiguration des/der Ferromagnete deutlich unterschiedliche Messwerte für den elektrischen Widerstand und die kritische Temperatur gemessen werden.

5. Zusammenfassung

Die Entwicklung neuartiger Viellagensysteme in der Sensorik erfordert eine systematische Variation der beitragenden Materialklassen (Metalle, Halbleiter, Dielektrika). Dies erfordert ein hochflexibles Depositionssystem unter UHV-Bedingungen. In dieser Arbeit wurden amorpher-Ferromagnet/Metall/Ferromagnet-Spinventile und Ferromagnet/Supraleiter-Hybridstrukturen hergestellt und bezüglich ihres magnetfeldabhängigen elektrischen Transportes charakterisiert. Für zuletzt genannte wurde ein Modell entwickelt, welches ein qualitatives Verständnis der beobachteten Magnetotransporteffekte ermöglicht.

Es konnte gezeigt werden, dass mit der Laserablation die verschiedenen Substanzklassen deponiert werden können. Zur Herstellung von Mehrlagenstrukturen ist die Präparation geschlossener ultradünner Schichten eine notwendige Vorraussetzung. Hierzu wurde ein Verfahren mit einer gezielten Variation der Energiedichte (am Target) benutzt, so dass auch mit einer höher energetischen Depositionsmethode, wie der Laserablation, dünne geschlossene Schichten (ca. 3nm) präpariert werden konnten.

Im ersten Hauptteil dieser Arbeit wurden Spinventile mit einer weichmagnetischen a-FeB-Sensorschicht hergestellt und charakterisiert. Dies ist von besonderem technischem Interesse, da insbesondere in der Speichertechnologie eine Nachfrage nach Magnetfeldsensoren hoher Empfindlichkeit besteht. Zunächst wurde mit der in situ Leitfähigkeit und einer Reihe anderer Methoden (UPS, XPS, TEM…) eindeutig gezeigt, dass bei der Deposition von Eisen auf Bor oder umgekehrt eine spontane Amorphisierungsreaktion an der Grenzfläche stattfindet. Es bildet sich in einer limitierten Reaktionstiefe eine a-Fe_xB_{100-x} Legierung aus. Die Stöchiometrie hängt von der deponierten Materialmenge ab. Wird eine Multilage des Typs $[Fe/B]_n$ mit hinreichend dünnen Einzelschichtdicken deponiert, so erhält man eine homogen amorphe Fe_xB_{100-x} Legierung. Die Stöchiometrie kann über die Einzelschichtdicken eingestellt werden. Sie bestimmt die resistiven und magnetischen Eigenschaften der Legierung. Amorphe FeB-Legierungen zeigen je nach Stöchiometrie einen spezifischen Widerstand im Bereich von 120μΩcm ($Fe_{90}B_{10}$) bis zu einigen Hundert μΩcm (hoher Anteil an Bor) und ein magnetisches Moment von $2.2\mu_B$ bis $0\mu_B$ pro Eisenatom. Die Koerzitivfeldstärke beträgt nur einige wenige Oe (bei einer a-$Fe_{75}B_{25}$-Legierung $\boldsymbol{H_c}$**~4,5 Oe**). Deshalb ist a-FeB ein interessantes Materialsystem für die Herstellung besonders magnetfeldempfindlicher GMR-Sensoren.

Die flexible Depositionstechnik in Kombination mit der Vielseitigkeit des Materialsystems a-FeB erlaubt im Gegensatz zu herkömmlichen GMR-Systemen (z. B. Fe/Cr, Cu/Co) die Herstellung und Charakterisierung von Spinventilen mit einstellbaren magnetischen Eigenschaften. Es konnte ein deutlicher GMR-Effekt beobachtet werden. Das GMR-Verhältnis, der Schaltbereich ($H_c(a\text{-}FeB)<H<H_c(Co)$), der elektrische Widerstand R sowie die Empfindlichkeit des Sensors auf Magnetfeldänderungen $\Delta R/H$ konnten über die Stöchiometrie der amorphen Sensorschicht über große Bereiche eingestellt werden. Durch die Kopplung einer der beiden Ferromagnetschichten an einen Antiferromagneten, konnte der Schaltbereich H zudem um den Faktor 5 vergrößert werden. Das GMR-Verhältnis $\Delta R/R$ ist im Vergleich zu anderen GMR-Systemen relativ klein (bis 1,2%). Es nimmt linear mit zunehmender Bor-Konzentration ab, wofür eine abnehmende Spinpolarisation an der Fermikante verantwortlich gemacht werden konnte. Für einen Boranteil der a-FeB-Schicht über 60% tritt schließlich kein GMR-Effekt mehr auf.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurden Ferromagnet/Supraleiter-Hybridstrukturen hergestellt und bezüglich ihres magnetfeldabhängigen elektrischen Transportes charakterisiert. Hierzu wurde in eine herkömmliche Spinventil-Geometrie eine supraleitende Zwischenschicht aus Niob integriert. Es zeigte sich, dass mit kleinen äußeren Magnetfeldern im Bereich der Koerzitivfeldstärken der beteiligten Ferromagnete, also weit unterhalb der kritischen Magnetfeldstärke des Supraleiters, die kritische Temperatur T_c des Supraleiter beeinflusst werden kann.

Magnetfeldabhängige Messungen des elektrischen Widerstandes und der kritischen Temperatur an einem FM/SL/FM-Schichtsystem zeigten lokale Extrema in der $T_c(H)$- und der $R(H)$-Kurve. Die beobachtete Änderung der kritischen Temperatur betrug dabei bis zu $\Delta T_{c,mid}$~50mK bei FM/SL/FM-Dreilagen, und bis zu $\Delta T_{c,mid}$~14mK bei FM/SL-Doppellagen. Physikalisch überraschte dabei, dass mit **zunehmendem** äußerem Magnetfeld, im Gegensatz zum erwarteten Verhalten eines Supraleiters, auch eine **Zunahme** der kritischen Temperatur einherging. Die Änderung des elektrischen Widerstandes für Temperaturen um $T_{c,0}$ betrug bis zu **mehreren 100%**, was in einer Sensoranwendung problemlos elektronisch detektiert werden könnte.

Gängige Modellvorstellungen für den Magnetotransport in FM/SL/FM-Systemen sind nicht mit diesen Beobachtungen vereinbar. Der in einem Proximity-Bild diskutierte Transport lässt zwar eine Variation der kritischen Temperatur erwarten, jedoch genau **entgegengesetzt** zu den experimentellen Ergebnissen. Mit einem klassischen Verständnis der Supraleitung ist insbesondere unvereinbar, dass mit zunehmendem Magnetfeld die kritische Temperatur steigt. Die Spininjektion, also die Injektion spinpolarisierter Quasiteilchen in die supraleitende Zwischenschicht mit einer anschließenden spinabhängigen Elektronenstreuung in der zweiten Ferromagnetschicht, lässt zwar die beobachtete Zunahme des elektrischen Widerstands verstehen, ist aber unter Anderem mit den experimentellen Beobachtungen an FM/SL-Doppellagen nicht vereinbar.

Zur Erklärung der überraschenden experimentellen Befunde wurde eine neue Modellvorstellung entwickelt, welche den Magnetisierungszustand der Ferromagnetschichten mit berücksichtigt. Das hier vorgeschlagene Modell nimmt an, dass Streufelder, hervorgerufen von Domänenwänden, welche beim Ummagnetisieren von Ferromagneten ausgebildet werden, die Supraleitung nahe T_c in der benachbarten Niobschicht lokal beeinflussen. Diese Streufelder zeigen im Abstand von einigen wenigen nm von den ferromagnetischen Schichten am Ort der supraleitenden Zwischenschicht lokal hohe Feldstärken, die das angelegte äußere Magnetfeld deutlich übersteigen. In den untersuchten Multilagen führt dieses höhere Feld zu einer Zunahme des elektrischen Widerstandes bzw. einer Abnahme der kritischen Temperatur. Mit zunehmendem äußeren Feld und damit abnehmender Domänenzahl bzw. Streufeldstärke steigt die kritische Temperatur wieder an. Der elektrische Widerstand bzw. die kritische Temperatur erreichen ungefähr das Niveau, welches sie bei Magnetfeldern vor Beginn der Ummagnetisierung hatten. Für Felder oberhalb der Koerzitivfeldstärke zeigten der elektrische Widerstand und die kritische Temperatur den für einen Supraleiter erwarteten Kurvenverlauf (Abnahme in T_c).
Die Ergebnisse der Messungen sowohl an FM/SL/FM-Dreifachlagen als auch an FM/SL-Doppellagen lassen sich konsistent im Rahmen dieses Modell verstehen. Weiterhin kann das Modell durch Simulationen der Domänenstruktur und der daraus folgenden Streufeldstärken am Ort des Supraleiters quantitativ untermauert werden. Dabei lässt sich feststellen, dass die lokale Magnetfeldstärke im Supraleiter verursacht durch Domänenwände in den ferromagnetischen Schichten das angelegte äußere Feld um bis zu **zwei Größenordnungen** übertreffen kann.

An FM/SL-Hybridstrukturen hängen die Werte des elektrischen Widerstandes und der kritischen Temperatur somit von den (magnetischen) Vorbedingungen ab. Die $T_c(H)$- und die $R(H)$-Kurve zeigen eine Hysterese, die nicht auf einen konventionellen Magnetowiderstandseffekt zurückzuführen sind. Auch wenn das äußere Feld verhältnismäßig kleine Werte aufweist, können damit deutlich unterschiedliche Messwerte für den elektrischen Widerstand und die kritische Temperatur ermittelt werden, wobei der Domänenzustand des/der Ferromagnete entscheidend ist.

Somit zeigt diese Arbeit, dass Streufelder von Domänenwänden in benachbarten Schichten lokal beachtliche Größenordnungen erreichen und die Physik in Multilagen-Systemen entscheidend beeinflussen können.

Summary

The development of novel multilayer systems in sensor technology requires a systematic variation of the constituting material (metals, semiconductors, dielectrics). For this reason, a very flexible deposition system under UHV-conditions is necessary. In this work, amorphous-ferromagnet/metal/ferromagnet- spin valves and ferromagnet/superconductor-hybrid structures are fabricated. The behaviour of the electric resistance in an applied magnetic field was analyzed for these systems. A physical model was developed in order to achieve a qualitative understanding of the observed magnetic transport phenomena in these hybrids.

The ability to deposit the different materials with the pulsed laser deposition was shown. In order to fabricate multilayers, the preparation of ultrathin saturated layers is necessary. Especially when high kinetic energy deposition methods such as laser ablation are used. Therefore a varying laser-fluence technique (at the target) was developed, which allowed the laser deposition of thin saturated layers.

The first part of this work deals with the fabrication and characterisation of spin valves with an amorphous FeB layer acting as a weak ferromagnet embedded into the structure. From a technical point of view there is an urgent need for sensitive GMR-sensors in storage technology. First of all a number of experimental evidence such as in situ conductance measurements and others (XPS, UPS, TEM...) show unequivocally that an interface reaction takes place if iron is deposited on boron or vice versa. An amorphous Fe_xB_{100-x} alloy is formed on a self-limited length scale. The alloy stoichiometry is dependent on the amount of deposited material. As a consequence, if $[Fe/B]_n$ multilayers are prepared with an individual layer thickness below the reaction width, a homogenous a-Fe_xB_{100-x} layer will be obtained. Moreover, the individual layer thicknesses allows us to adjust the alloy stoichiometry. This in turn determines the electric and magnetic properties of the alloy. The resistivity of amorphous FeB alloy is strongly *x* dependent and ranges from 120μΩcm ($Fe_{90}B_{10}$) to some hundreds of μΩcm (boron rich phase). Coercivity is around a few Oe (for an a-$Fe_{75}B_{25}$-alloy $\boldsymbol{H_c}$**~4,5Oe**). Therefore a-FeB is an interesting candidate for highly field sensitive GMR-sensors.

Compared to conventional GMR-Sensors (e. g. Fe/Cr, Cu/Co) our deposition technology together with the versatile a-FeB system allows us to prepare and characterise spin valves with adjustable magnetic parameters. In this case a clear GMR-Effect was observed. Changing the stoichiometry allows one to adjust the GMR-Ratio, the switching field ($H_c(a\text{-}FeB)<H<H_c(Co)$), the electrical conductance and the sensitivity of the sensor on magnetic fields $\Delta R / H$ within large intervals. Pinning one of either ferromagnets to an antiferromagnet leads to an increase of switching field by a factor of five. The GMR-Ratio $\Delta R/R$ (up to 1,2%) is small compared to other spin valves. With increasing boron content the spin polarisation at the Fermi level decreases, which is reflected by a linear decay of the GMR-Ratio. Finally above 60% boron content in the a-FeB-layer the GMR-Effect vanishes.

In the second part of this work ferromagnet/superconductor hybrid structures are fabricated and the relevant magnetic field dependent transport phenomena are analyzed. The interlayer of a conventional spin valve was replaced by a superconducting niobium layer. Small applied fields close to the coercivity field of the involved ferromagnets – and thus far below the critical magnetic field of the superconductor – affected the critical temperature of the niobium layer.

Measurements of the field dependent resistance and the critical temperature of a FM/SC/FM-system showed a local maximum in the $T_c(H)$- and the $R(H)$-curve. In the case of FM/SC/FM-

tri-layers the observed change in critical temperature is about $\Delta T_{c,mid}$~50mK and for FM/SC-double-layers it is about $\Delta T_{c,mid}$~14mK. Physically speaking, the **increase of the critical temperature,** while **increasing the applied field** was surprising. In the case of a conventional superconductor the opposite behaviour is expected. The observed change of the electrical resistance at temperatures nearby $T_{c,0}$ reached values **close to 100%**. In further sensor devices this change should be easily detected.

These observations are incompatible with well-established models of the magneto-transport in FM/SC/FM-systems. Discussing the transport in a proximity picture due to the superconductor, a variation of the critical temperature is expected. However, the observed change occurs in exactly the **opposite** direction. With reference to the conventional understanding of superconductivity an increase of an applied magnetic field is not compatible with an increase in critical temperature.
Spin injection of spin-polarized electrons in the superconducting interlayer with a subsequent spin-dependent electron scattering in the second ferromagnet layer could lead to the observed increase in resistance. However, the observations in FM/SC-double-layers and other results are not consistent with this model.

In order to provide a possible explanation of the surprising experimental results observed, a new model was developed which takes the magnetic state of the ferromagnets into account. The suggested model supposes that stray fields originating from the domain walls, which are formed while switching magnetisation, influences the neighbouring superconductor locally, particularly close to T_c. Some nm above the ferromagnet layer in the superconductor, these local stray fields reach much higher values than the applied magnetic field. This field increase results in a rise of electrical resistance and a drop of critical temperature. With a further increase of the applied field, the stray field associated with the number of domain walls decreases and the critical temperature rises again. The electrical resistance and the critical temperature reach the same level as before magnetization reversal. A further increase of the applied field well above the coercivity leads to the conventional superconductors curves for the electrical resistance as well as for the critical temperature (T_c reduction).
The experimental results, in both FM/SL/FM-tri-layers and FM/SL-double-layers, are consistent with the presented model. Furthermore, simulation of the domain configuration and calculated stray fields emanating from these domain walls confirm the model quantitatively. It should be mentioned that the local magnetic field in the superconductor caused by the domain walls in the ferromagnetic layers, surpasses the applied field by a **factor of 100**.

Thus the electrical resistance as well as the critical temperature of FM/SC hybrid structures is dependent on the magnetic history. The $T_c(H)$- and $R(H)$-curve show an hysteresis loop, which could not be ascribed to conventional magnetoresistance effects. Even if the applied field is relatively small, very different values for the resistance and critical temperature could be obtained, whereas the domain state of the ferromagnet(s) determine the absolute values.

This work shows unequivocally, that stray fields induced by domain walls reach a remarkable local field strength in a neighbouring layer and therefore affect the physics in multi layer systems.

6. Anhang

Anhang A

Abschätzung der Nb-Oxidation während der Präparation

Bei der Deposition unedler Metalle besteht die Gefahr der Oxidation während der Präparation. Es wurde eine Restgasanalyse durchgeführt (Quadrupol QMG64, Fa. Balzers). Diese zeigt, dass der Partialdruck von Sauerstoff $p_{O_2} < 10^{-9} mbar$ und der von Wasser $p_{H_2O} < 10^{-8} mbar$ ist.
Um eine obere Grenze des oxidierten Materials während der Schichtpräparation abzuschätzen, untersucht man die mögliche Anzahl von Sauerstoff-Adatomen, die aus der Gasphase die Substratoberfläche erreichen können.
t_{mono} sei die Zeit die zur Bildung einer Monolage Sauerstoff-Adatome auf der Substratoberfläche notwendig ist. Es wird angenommen, dass jedes Gasatom, welches die Schicht erreicht zur Oxidation führt (Sticking-Koeffizient 1). Ausgehend von einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Geschwindigkeiten erhält man für die Adatome der mittleren Geschwindigkeit $\bar{v}$ den Zusammenhang

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi \cdot m_a}} \quad , \tag{A.1}$$

m_a ist die Masse der Gasatome,
T ist die Temperatur.

Aus der Gleichung des idealen Gases und (A.1) kann t_{mono} mit

$$t_{mono} = \frac{n_{mono}}{p \cdot N_A} \sqrt{2\pi \cdot M_{molar} RT} \, , \tag{A.2}$$

$$R = 8{,}314 \frac{J}{mol \cdot K}$$

p ist der Partialdruck,
M_{molar} relative Atom bzw. Molekülmasse in g/mol,
n_{mono} notwendige Anzahl Atome zur Bildung einer Monolage,

abgeschätzt werden.

Mit $n_{mono} \sim 10^{19}$ m^{-2} (Annahme: dichteste Kugelpackung) und $T = 300K$ erhält man

für Sauerstoff: $t_{mono}\left(O_2, p < 1 \cdot 10^{-9} mbar\right) > 1h$

Bei einer mittleren Ablationsrate von ca. 10Å/min werden in 60min ungefähr 180 Monolagen Niob ablatiert. Die Oxidation während der Deposition kann mit einer Obergrenze von 0.5% abgeschätzt werden.

Anhang B

In situ Leitfähigkeit

Diese Arbeit beschäftigt sich mit Multilagen, bei denen Grenzflächen und Reaktionen daran eine wichtige Rolle einnehmen. Eine wichtige Analysemethode, um schon bei der Schichtherstellung Informationen über Reaktionen an der Grenzfläche zu gewinnen, ist die Untersuchung der elektrischen Leitfähigkeit während der Deposition.
Die Abb. B.1 zeigt eine schematische Darstellung von dem konstruierten Probenhalter zur Messung der in situ Leitfähigkeit. Links sieht man die geometrische Lage des Halters vor dem Targetmaterial. Der Laserstrahl (grüner Pfeil) trifft auf das Target. Die Richtung der „Plume“ ist eingezeichnet (roter Pfeil). Rechts sind das Substrat, die isolierende Keramik (MACOR), die Kontaktierung sowie der eigentliche Haltemechanismus in der UHV-Kammer veranschaulicht (Details [Ste01]).

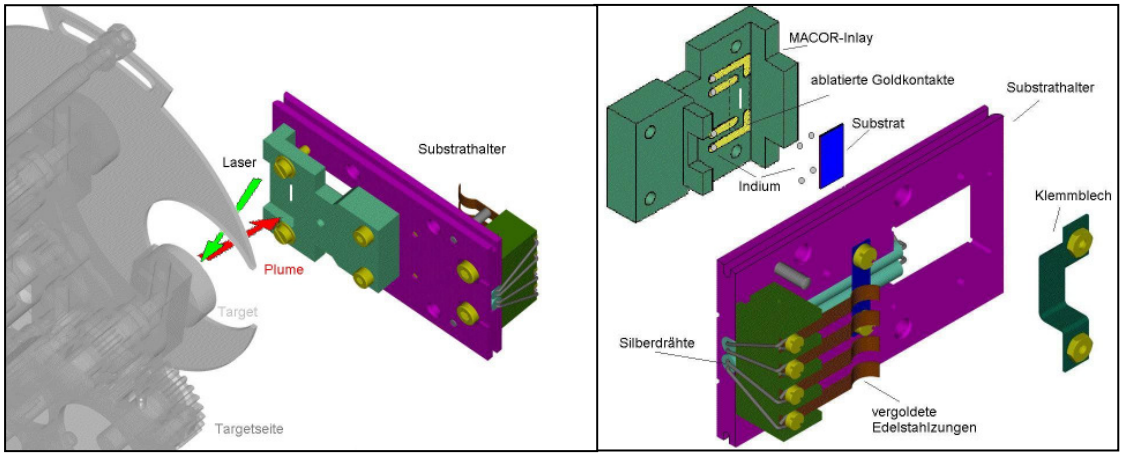


Abb. B.1: *Position des Probenhalter zur in situ Leitfähigkeitsmessung in der UHV-Kammer und dessen schematischer Aufbau.*

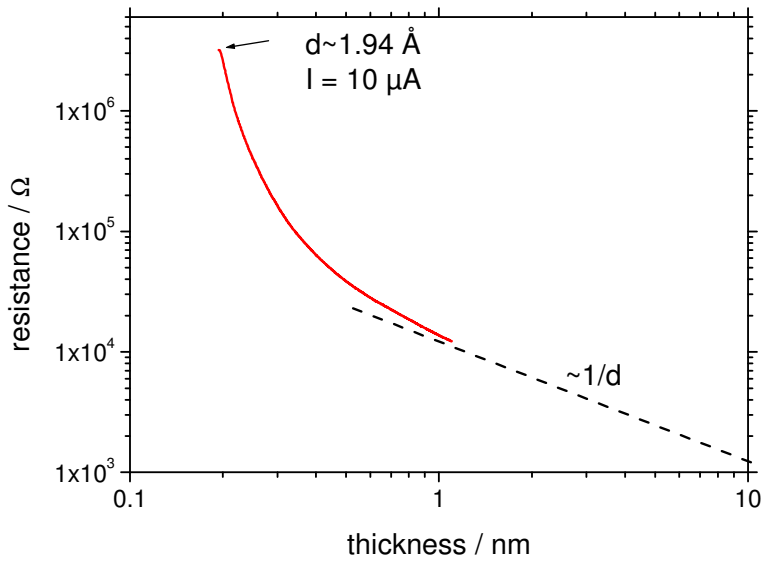


Abb. B.2: *In situ Leitfähigkeitsmessung an einer ultradünnen Niob-Schicht auf einem speziell präparierten Saphirsubstrat. Es ist der elektrische Widerstand als Funktion der Schichtdicke abgebildet.*

Beispielsweise wurde auf einem vorbehandelten c-Saphir Substrat (1100°C, HF-Dip [Käs03]) Niob ablatiert und in situ der elektrische Widerstand gemessen (siehe Abb. B.2). Die Konstantstromquelle lieferte einen Strom von 10µA. Die Energiedichte liegt bei ca. 11J/cm^2, der Target/Substrat-Abstand war 30mm. Die Wiederholrate am Laser wurde auf 1Hz reduziert. Die Kalibrierung der Schichtdicke erfolgte über die Depositionsdauer. Mit einem an die Probenposition einschwenkbaren Schwingquarz kann die Depositionsrate bei der Ablation ermittelt werden. Während der Deposition steht ein weiterer Schwingquarz zur Schichtdickenkontrolle (in „off axis"-Geometrie) zur Verfügung; dessen Geometriefaktor wurde in Vorexperimenten ermittelt. Nach der Deposition kann die Schichtdicke ex situ mit einem Profilometer ein weiteres Mal überprüft werden.
Die Depositionsrate im dargestellten Fall beträgt 1.83pm/Schuss. Die Stromquelle war nach einer deponierten Schichtdicke von nur d~1,94Å in der Lage, den Messstrom (I=10mA) durch die Probe zu transportieren. Dies entspricht ca. 60% einer Monolagenbedeckung. Die Kombination der In situ Leitfähigkeitsmessung mit der Laserablation ist messtechnisch problemlos möglich.

Anhang C

Elektrischer Transport und Spin Diffusion in Niob

Ein wichtiger Parameter für das Magnetotransportverhalten in einem Spinventil-System ist die Spindiffusionslänge l_{sdl}. Sie definiert die Längenskala auf der die Spininformation des zu betrachtenden Elektrons erhalten ist. Damit eine spinabhängige Elektronenstreuung durch eine Niobschicht beobachtet werden kann, sollte l_{sdl} in der Größenordnung oder größer als die Schichtdicke d sein. Die Angaben in der Literatur zur Spindiffusionslänge in Niob variieren stark.

Die Spindiffusionslänge kann nicht direkt gemessen werden. Valet und Fert entwickelten 1993 jedoch eine Theorie zum Magnetotransport in Spinvalves in CPP-(**c**urrent **p**erpendicular to **p**lane) Geometrie. Die Spindiffusionslänge der nichtmagnetischen Schicht zwischen den beiden Ferromagneten ist hierbei ein wesentlicher Parameter für die Änderung des spezifischen Widerstands $\Delta\rho$ von paralleler zu antiparalleler Konfiguration (GMR-Effekt) [Val93].

$$\Delta\rho = \rho_{\uparrow\downarrow} - \rho_{\uparrow\uparrow}$$

In ihrer Theorie wird der Stromtransport über die Boltzmann-Transport-Gleichung unter Berücksichtigung von Spinflipstreuungen berechnet. Man erhält folgende Proportionalität

$$A \cdot \Delta\rho \sim e^{-\frac{t}{l_{sfd}}\frac{1}{A(\rho_0+\rho_t)}} \qquad \text{(C.1)}$$

A ist die Probenfläche, t ist die Schichtdicke der zu untersuchenden Zwischenschicht. ρ_0 ist der spezifische Widerstand des Schichtpaketes ohne Zwischenschicht und ρ_t die Zunahme des spezifischen Widerstandes durch Einbringen einer Zwischenschicht (hier Niob) der Dicke t. Aus dieser Gleichung kann die Spindiffusionslänge abgeschätzt werden. Park et al. führten an **e**xchange **b**iased **s**pin **v**alves (ESBV) Magnetotransportmessungen durch, wobei als Zwischenschicht Niob unterschiedlicher Schichtdicken verwendet wurden [Par00]. An die gemessenen Werte für $A \cdot \Delta\rho$ wurde die Gleichung (C.1) angepasst. Park et al. erhielten, als Anpassparameter an die Messkurven, die Spindiffusionslänge. Als Untergrenze wird eine Wert von 25 nm berichtet.

Die Theorie von Valet und Fert ermöglicht außerdem eine direkt Abschätzung der Spindiffusionslänge aus der mittleren freien Weglänge und der Spinrelaxationszeit τ_{sdf} (Zeit ohne Änderung des Spins)

$$l_{sdf} = \sqrt{\frac{1}{3}\left(v_F l_{mfp}\right)\tau_{sdf}} \qquad \text{(C.2)}$$

$v_F \sim 0{,}62 \cdot 10^8 \frac{cm}{s}$ Fermigeschwindigkeit,

l_{mfp} mittlere freie Weglänge.

Aus der Probengeometrie (Länge l=3mm, Breite b=1mm und Schichtdicke t variabel) und dem elektrischen Widerstand lässt sich der spezifische Widerstand ρ der Niobprobe (auf dem Silizium-Substrat, vgl. Abb. 2.8) oberhalb der kritischen Temperatur T_c zu $\rho(6K) \sim 7\mu\Omega cm$ berechnen. Aus diesem kann die mittlere freie Weglänge unter der einfachsten Annahme eines Drude-Modells ungefähr mit

$$l_{mfp} = \frac{m_e^* v_F}{\rho n e^2} \qquad \text{(C.3)}$$

$$m_e^* \sim 1.2 m_e$$

$$D(E_F) = 9{,}89\, states / Ry / atom / spin \;\rightarrow n \sim 8{,}06 \cdot 10^{22} \frac{1}{cm^3}$$

abgeschätzt werden (Werte aus [Mat70, Jan88]). Die mittlere freie Weglänge der laserablatierten Niobproben oberhalb T_c ist nach (C.3) ungefähr mit l_{mfp}~4.7nm gegeben. Die Spinrelaxationszeit konnte von Dalrymple et al. aus Messungen zur elektrischen Leitfähigkeit in einem Magnetfeld in dünnen Niobproben bestimmt werden [Dal86]. Für Messungen bei 4,5K wird ein Wert von $\tau_{sdf}(4.5K) \sim 100\, ps$ ermittelt. Aus der oben bestimmten mittleren freien Weglänge unserer Proben l_{mfp}~4.7nm und $\tau_{sdf} \sim 100\, ps$ kann man l_{sdf} zu ~300 nm abschätzen (C.2) [Val93]. Diese Größenordnung wird auch von Johnson berichtet [Joh94].
Die Angabe einer Spinrelaxationszeit hängt stark von der Qualität der Proben ab. Eine zunehmende Konzentration an Verunreinigungen führt über eine Vergrößerung der Spin-Bahn-Kopplung zu einer Verkürzung der Spin-Flip-Streuzeit und damit zu einer Verkleinerung der Spindiffusionslänge.

Wesentlich für die Argumentation (in Kap. 4.3) ist, dass die Spininformation beim passieren einer Niobschicht mit einer Dicke von 30nm erhalten bleibt. Die obigen Abschätzungen lassen dies mit einer hohen Wahrscheinlichkeit auch erwarten.

Anhang D

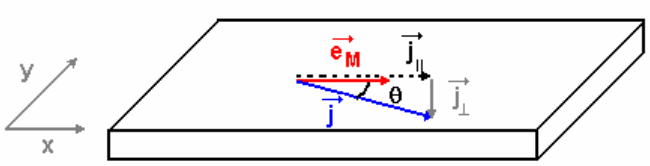
Ableitungen zum AMR-Effekt

Im Modell eines eindomänigen ferromagnetischen Kristalls [Fer99] ist der Tensor des elektrischen Widerstands gegeben durch

$$\vec{\vec{\rho}} = \begin{bmatrix} \rho_\perp & -\rho_{EH} & 0 \\ \rho_{EH} & \rho_\perp & 0 \\ 0 & 0 & \rho_\parallel \end{bmatrix}.$$

Im Folgenden betrachtet man nun eine sehr dünne polykristalline Probe (2d). Der spontane oder außerordentliche Halleffekt (EH) soll unberücksichtigt bleiben. Die Skizze D.1 veranschaulicht die Lage der Vektoren.

Abb. D.1:
Geometrische Lage der Stromdichte $\vec{j}$ und des Einheitsvektors der Magnetisierung $\vec{e}_M$ in einer dünnen Probe.



Aus der Abb. D.1 erhält man für die die Komponenten der Stromdichte $\vec{j}_\parallel$ und $\vec{j}_\perp$

$$\vec{j}_\parallel = \left(\vec{e}_M \cdot \vec{j}\right) \vec{e}_M \quad \text{bzw.} \quad \vec{j}_\perp = \vec{j} - \vec{j}_\parallel = \vec{j} - \left(\vec{e}_M \cdot \vec{j}\right) \vec{e}_M .$$

Mit dem Ohmschen Gesetz kann das elektrische Feld angeben werden mit

$$\vec{E} = \vec{E}_\perp + \vec{E}_\parallel = \rho_\perp \left(\vec{j} - \left(\vec{e}_M \cdot \vec{j}\right) \vec{e}_M\right) + \rho_\parallel \left(\vec{e}_M \cdot \vec{j}\right) \vec{e}_M .$$

Der Stromtransport wird immer in Richtung des elektrischen Feldes $\vec{E}$ gemessen. Der spezifischen Widerstand als Funktion von $\theta = \angle\left(\vec{j}, \vec{M}\right)$ ist dann

$$\rho(\theta) = \frac{\vec{E} \cdot \vec{j}}{j^2} = \frac{1}{j^2}\left[\rho_\perp \vec{j} \cdot \vec{j} - \left(\rho_\parallel - \rho_\perp\right)\left(\vec{e}_M \cdot \vec{j}\right)\left(\vec{e}_M \cdot \vec{j}\right)\right] = \rho_\perp - \left(\rho_\parallel - \rho_\perp\right) \cdot \cos^2\theta .$$

Dies ist äquivalent mit der meist verwendeten Darstellung

$$\rho(\theta) = \frac{\rho_\parallel + \rho_\perp}{2} + \left(\rho_\parallel - \rho_\perp\right)\left(\cos^2\theta - \frac{1}{2}\right) \text{[Fer99].} \qquad \text{(D.1)}$$

Im feldfreien Fall ist die Magnetisierung in den Domänen zufällig verteilt. Der Mittelwert (falls $\vec{M}$ in der Feldebene liegt; 2d) ist somit

$$< \cos^2\theta > = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \cos^2\theta d\theta = \frac{1}{2} .$$

Damit wird Gleichung (D.1) zu $\rho_{av} =< \rho(\theta) >_{H=0} = \dfrac{\rho_\parallel + \rho_\perp}{2}$.

Für die Größe des AMR in den beiden extremalen Orientierungen θ=0° bzw. 90° berechnet man schließlich

$$\theta = 90° \,;\; \vec{j} \perp \vec{H} : \; AMR_\perp = \frac{\Delta\rho}{\rho_{av}} = \frac{\rho_\perp - \rho_\parallel}{\rho_\parallel + \rho_\perp} \quad \text{und} \qquad \text{(D.2)}$$

$$\theta = 0° \,;\; \vec{j} \parallel \vec{H} : \; AMR_\parallel = \frac{\Delta\rho}{\rho_{av}} = \frac{\rho_\parallel - \rho_\perp}{\rho_\parallel + \rho_\perp} . \qquad \text{(D.3)}$$

Anhang E

Code zur OOMMF-Simulation

Unten ist die Eingabedatei für die mikromagnetische Simulation des Ummagnetisierungsverhaltens einer dünnen Eisenschicht der Abmessung 8µm·6µm·5nm. Der Bereich einer elementaren Magnetisierung ist 10nm·10nm·5nm.
Die Abbruchbedingung wurde mit $dM / dt = 1$ festgelegt. Dieser Wert ist für die Berechnung einer statischen Domänenkonfiguration bei den verschiedenen Magnetfeldern ausreichend [OOM02].

File: Eisen2.mif

```
# MIF 2.1
# This file converted from MIF 1.1 format by MIF Conversion utility 1.2.0.1
# Original file: C:/oommf/iron.mif

set PI [expr {4*atan(1.)}]
set MU0 [expr {4*$PI*1e-7}]

Specify Oxs_BoxAtlas:atlas {
  xrange {0 8E-6}
  yrange {0 1E-6}
  zrange {0 5e-9}
}

Specify Oxs_RectangularMesh:mesh {
  cellsize {10e-9 10e-9 5e-9}
  atlas :atlas
}

Specify Oxs_UniaxialAnisotropy {
    K1  48E3
    axis { Oxs_RandomVectorField {
             min_norm 1
             max_norm 1
  }  }
}

Specify Oxs_UniformExchange {
  A  21E-12
}

Specify Oxs_Demag {}

Specify Oxs_UZeeman:extfield0 [subst {
  comment {Field values in Tesla; scale to A/m}
  multiplier [expr {1/$MU0}]
  Hrange {
    {0.05 0 0 0.01 0 0 10}
    {0.01 0 0 -0.030 0 0 200}
    {-0.030 0 0 -0.05 0 0 10}
    {-0.05 0 0 -0.01 0 0 10}
    {-0.01 0 0 0.03 0 0 200}
    {0.03 0 0 0.05 0 0 10}
  }
}]

Specify Oxs_EulerEvolve {
```

```
  do_precess 1
  gamma_LL 2.21e5
  alpha 0.5
}

Specify Oxs_TimeDriver {
 basename Fe5nm
 vector_field_output_format {binary 4}
 scalar_output_format %.15g
 evolver Oxs_EulerEvolve
 mesh :mesh
 stopping_dm_dt 1
 stage_count 446
 Ms 1700E3
 m0 { Oxs_RandomVectorField { min_norm 1  max_norm 1 } }
}


##########################################
# Unused fields:
Ignore {
  totalfieldoutputformat: binary 4
}
```

Anhang F

Berechnung des Streufeldes aus der Domänenkonfiguration

Für eine gegebene Domänenkonfiguration kann unter Verwendung der Gleichung

$$\vec{H}(\vec{r}) = -\int_{volume} \nabla\vec{M}(\vec{r}'')\frac{\vec{R}}{\left|\vec{R}\right|^3}dV'' + \int_{surface} \vec{n}_s\vec{M}(\vec{r}'')\frac{\vec{R}}{\left|\vec{R}\right|^3}dS'' \qquad \text{(F.1)}$$

$$\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'' .$$

die magnetische Feldstärke des Streufeldes am Ort $\vec{r}$ berechnet werden [Rug90]. Die Konfiguration der Magnetisierung liegt als Ausgabedatei der OOMMF-Simulation vor (vgl. Kap 4.5). Die Simulation wurde mit freundlicher Unterstützung von A. Grob (Abteilung Werkstoffe der Elektrotechnik) durchgeführt.
Die mit der zur Verfügung stehenden Software erzielten Ergebnisse sind nicht skaliert. Zur Begründung des Streufeldmodells ist der Betrag der Feldstärke jedoch entscheidend. Um die simulierten Daten zu skalieren musste das Streufeld einer bekannten Zellkonfiguration berechnet und mit der Simulation verglichen werden.
Die magnetische Induktion im Abstand $\vec{r}$ von einem magnetischen Dipol für ($r>>d$), wobei d die Abmessung des Dipols ist mit näherungsweise durch Gleichung F.2 gegeben.

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{3\vec{e}_r(\vec{e}_r\cdot\vec{m})-\vec{m}}{\left|\vec{r}\right|^3} \text{ [Jac82]}, \qquad \text{(F.2)}$$

$\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}\frac{Vs}{Am}$,
$\vec{e}_r$ Einheitsvektor in $\vec{r}$ -Richtung,
$\vec{m}$ magnetisches Moment des Dipols,

Für die Berechnung der gesamten magnetischen Induktion müssen die Beiträge benachbarter Dipole aufsummiert werden (vgl. Skizze in Abb. F.1):

$$\sum_i \vec{B}_i(\vec{r}), \qquad \text{(F.3)}$$

i Index der Nachbarzellen.

Die Magnetisierungen der Zelle seien jeweils in deren Mitte lokalisiert (2,5nm unterhalb der Probenoberfläche). Diese sind je d=10nm voneinander entfernt. Die Magnetisierungsvektoren der Zellen sind in x-Richtung orientiert. Ihr Betrag ist konstant und für alle Zellen gleich, wobei jede Zelle das Volumen V=10nm·10nm·5nm einnimmt. Es ist

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} m_x \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad \text{(F.4)}$$

mit $m_x = N_{Fe}\cdot 2{,}16\mu_B$,
N_{Fe} Zahl der Eisenatome pro Zelle,
$\mu_B = 9{,}274\cdot 10^{-24}\,Am^2$.

Abbildung F.1 zeigt die, für die Skalierung berechnete Konfiguration aus 5x5 Zellen. Der Origo liegt in der Zentralzelle (rot). Äquidistante Zellen sind in gleicher Farbe dargestellt. Es

wird nur die magnetische Induktion entlang der Oberflächennormalen über dem Origo betrachtet. Aus Symmetriegründen ist nur die Komponente der magnetischen Induktion in x-Richtung von Null verschieden. Es ist

$$B_x\begin{pmatrix}0\\0\\z\end{pmatrix}=\frac{\mu_0}{4\pi}m_x\cdot\left[-\frac{1}{3z^3}+\frac{1}{\left(d^2+z^2\right)^{3/2}}\left(\frac{2d^2}{d^2+z^2}-\frac{4}{3}\right)+\frac{1}{\left(2d^2+z^2\right)^{3/2}}\left(\frac{4d^2}{2d^2+z^2}-\frac{4}{3}\right)+\right. \tag{F.5}$$

$$\left.+\frac{1}{\left(4d^2+z^2\right)^{3/2}}\left(\frac{16d^2}{4d^2+z^2}-\frac{4}{3}\right)+\frac{1}{\left(5d^2+z^2\right)^{3/2}}\left(\frac{20d^2}{5d^2+z^2}-\frac{8}{3}\right)+\frac{1}{\left(8d^2+z^2\right)^{3/2}}\left(\frac{16d^2}{8d^2+z^2}-\frac{4}{3}\right)+\ldots\right].$$

Der Einfluss von Zellen noch größerer Entfernung wurde vernachlässigt ($\sim 1/|\vec{r}|^3$). Die einzelnen Summanden kennzeichnen die Beiträge äquidistanter Zellen.

In Abbildung F.1 ist die aus der magnetischen Induktion abgeleitete magnetische Feldstärke $\vec{H}$ für verschiedene Abstände entlang der Oberflächennormale (von der Probenoberfläche aus gemessen).

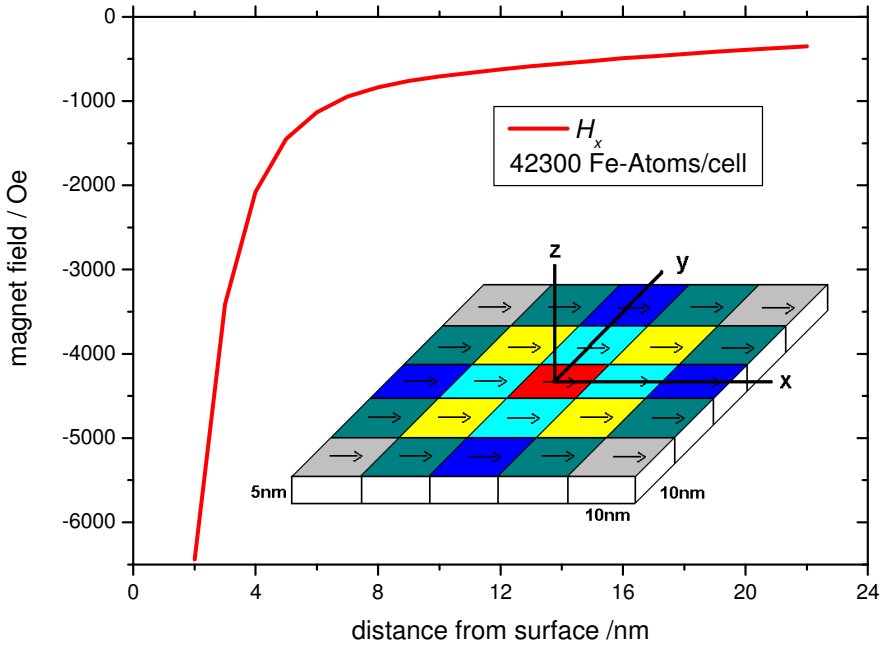


Abb. F.1 *x-Komponente der magnetischen Feldstärke des abgebildeten Dipolarrays senkrecht über dem zentralen magnetischen Dipol. Die Skizze der berechneten Dipolkonfiguration ist mit abgebildet. Äquidistante Zellen sind in gleicher Farbe dargestellt.*

Der Betrag der magnetischen Feldstärke für kleine Abstände ist enorm hoch (einige kOe). Für einen senkrechten Abstand von 10nm werden beispielsweise H=708Oe berechnet. Mit dem Wert der Feldstärke der in Abb. F.1 dargestellten Streufeldkonfiguration kann die simulierte Feldstärke skaliert werden. Hierzu wird das magnetische Feld der simulierten Bereiche, die eine identische Domänenkonfiguration (wie in Abb. F.1) aufweisen, miteinander verglichen. Eine exakte Bestimmung des Betrages der Feldstärke ist damit natürlich nicht gegeben. Die Größenordnung des Streufeldes kann damit jedoch sehr wohl abgeschätzt werden.

7. Literaturverzeichnis

[And64] A.F. Andreev,
Zh. Éksp. Teor. Fiz. **46**, 1823 (1964) [Sov. Phys. JETP **19**, 1228 (1964)]

[Bag03] A. Bagrets, C. Lacroix, A. Vedyayev,
Theory of proximity effect in superconductor/ferromagnet hetereostructures,
Phys. Rev. B **68**, 54532 (2003)

[Bai88] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friedrich, J. Chazeles,
Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices,
Phys. Rev. Lett. **61,** 2472 (1988)

[Bal97] J. Balogh, L. Budjdoso, T. Kemeny, T. Pusztai, L Toth, I. Vincze,
Diffusion amorphization and interface properties of Fe-B multilayers,
Appl. Phys. A **65**, 153 (1997)

[Bal01] I. Baladié, A. Buzdin, N. Ryzhanova, A. Vedyayev,
Interplay of superconductivity and magnetism in Superconductor/Ferromagnet structures,
Phys. Rev. B **63**, 54518 (2001)

[Bar57] J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer,
Theory of Superconductivity,
Phys. Rev. **108**(5), 1175 (1957)

[Bar90] J. Barnas, A. Fuss, R. E. Camley, P. Grünberg, W. Zinn,
Novel magnetoresistance effect in layered magnetic structures: Theory and experiment,
Phys. Rev. B **42**(13), 8110 (1990)

[Bay83] G. Bayreuther, G. Enders, H. Hoffmann, U. Korndörfer, W. Oestreicher, K. Röll, M. Takahashi,
Magnetization and composition of amorphous $Fe_{1-x}B_x$ films,
J. Mag. Mag. Mat. **31-34**, 1535 (1983)

[Ber92] A. E. Berkowitz, J. R. Mitchell, M. J. Carey, A. P. Young, S. Zhang, F. E. Spada, F. T. Parker, A. Hutten, and G. Thomas,
Giant magnetoresistance in heterogeneous Cu-Co alloys,
Phys. Rev. Lett. **68**, 3745-3748 (1992)

[Ber99] A. E. Berkowitz. K. Takano,
Exchange anisotropy - a review,
J. Mag. Mag. Mat. **200**, 552-570 (1999)

[Bie80] J. P. Biersack and L. Haggmark,
A Monte Carlo computer program for the transport of energetic ions in amorphous targets,
Nucl. Instr. and Meth. **174**, 257 (1980)

[Bin89] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn,
Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange,
Phys. Rev. B **39**(7), 4828 (1989)

[Blo32] F. Bloch,
Theory of exchange problem and remanence phenomena of ferromagnetic substances,
Z. Phys. **74**, 295 (1932)

[Boy95] H.-G. Boyen, A. Cossy-Favre, P. Oelhafen, A. Siber, P. Ziemann, C. Lauinger, T. Moser, P. Häussler, F. Baumann,
Phys. Rev. B **5**1, 1791 (1995)

[Bro63] W. F. Brown Jr.,
Micromagnetism,
Intersience, New York, 1963

[Buc94] W. Buckel,
Supraleitung, Grundlagen und Anwendungen,
VCH Weinheim 1994

[Bus81] K. H. J. Buschow, P. G. van Engen,
Magnetic and magneto-optical properties of amorphous $A_{1-x}Fe_x$ alloys (A=B, Ge and Sn),
J. Appl. Phys. **52**(5), 3557 (1981)

[Buz99] A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, N. V. Ryzhanova,
Spin-orientation-dependent superconductivity in F/S/F structures,
Europhys. Lett. **48**(6),686 (1999)

[Buz04] A. Buzdin,
Hybrid devices - Mixing superconductivity and magnetism,
Nat. Mat. **3**, 751 (2004)

[Cam85] C. Camerlingo, P. Scardi, C. Tosello, R. Vaglio,
Disorder effects in ion-implanted niobium thin films,
Phys. Rev. B **31**(5), 3121 (1985)

[Che88] J. T. Cheung, H. Sankur,
Growth of thin films by laser-induced evaporation,
CRC Critical Reviews in Solid State and Material Sciences **15**(1), 63 (1988)

[Chr94] D.B. Chrisey, G. K. Hubler,
Pulsed laser deposition of thin films,
John Wiley Sons, Inc., New York 1994

[Cle85] B. M. Clemens, J. J. Neumeier,
Ion-beam-mixed iron boron films,
J. Appl. Phys. **58**(11), 4061 (1985)

[Col97] D. Cole, R. Jordan, J. G. Lunney, J. M. D. Coey,
Pulsed laser deposition of Fe thin films in UHV,
J. Mag. Mag. Mat. **165**, 246-249 (1997)

[Coo61] L. N. Cooper,
Superconductivity in the neighbourhood of metallic contacts,
Phys. Rev. Lett. **6**(12), 689 (1961)

[Cop05] E. I. Cooper, C. Bonhôte, J. Heidman, Y. Hsu, P. Kern, J. W. Lam, M. Ramasubramanian, N. Robertson, L. T. Romankiv, H. Xu,
Recent developments in high-moment electroplated materials for recording heads, IBM J. Res. & Dev. **49**(1), 103 (2005)

[Cul75] B. D. Cullity,
Elements of X-Ray diffraction,
2nd Edition, Addison Wesley, 1975

[Dal86] B. J. Dalrymple, S A. Wolf, A. C. Ehrlich, D . J. Gillespie,
Inelastic electron lifetime in niobium films,
Phys. Rev. B **33**(11), 7514 (1986)

[deG64] P. G. De Gennes,
Boundary Effects in Superconductors,
Rev. Mod. Phys., 225 (1964)

[Dem97] E. A. Demler, G. B. Arnold, M. R. Beasley,
Superconducting proximity effects in magnetic metals,
Phys. Rev. B **55**, 15174 (1997)

[DeS63] W. DeSorbo,
Effect of Dissolved Gases on Some Superconducting Properties of Niobium,
Phys. Rev. **132**(1), 107 (1963)

[Die91] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, D. Mauri,
Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers,
Phys. Rev. B **43**, 1297 (1991)

[Die92] B. Dieny, P. Humbert V. S. Speriosu, S. Metin, B. A. Gurney, P. Baumgart, H. Lefakis,
Giant magnetoresistance of magnetically soft sandwiches: Dependence on temperature and on layer thicknesses,
Phys. Rev. B **45**, 806 (1992)

[Don97] M. J. Donahue, R. D. McMichael,
Exchange Energy Representations in Computational Micromagnetics,
Physica B **233,** 172-278 (1997)

[Dre91] R. W. Dreyfus,
Cu^0, Cu^+, and Cu_2, from excimer-ablated copper,
J. Appl. Phys. **69**(3), 1721 (1991)

[Fer76] A. Fert and I. A. Campbell,
Electrical resistivity of ferromagnetic nickel and iron based alloys,
J. Phys. F **6**, 849 (1976)

[Fer99] A. Fert, C. Vouille,
Magnetoresistance overview: AMR, GMR, TMR, CMR,
In: Magnetische Schichtsysteme, 30. Ferienkurs FZ Jülich, 1999

[Fin93] R. Fink, T. Koch, G. Krausch, J. Marien, A. Plewnia, B.- U. Runge, G. Schatz, A. Sieber, P. Ziemann,
Formation of an ultrathin amorphous layer at In/Pd interfaces observed by local and nonlocal techniques, Phys. Rev. B **47**(15), 10048 (1993)

[Fra99] Y. Franghiadakis, C. Fotakis, P. Tzanetakis,
Energy distribution of ions produced by excimer-laser ablation of solid and molten targets,
Appl. Phys. A **68**(4), 391-397 (1999)

[Ful64] P. Fulde and A. Ferrel,
Superconductivity in a strong spin-exchange field,
Phys. Rev. **135**(3), A550 (1964)

[Gu02] J.Y. Gu, C.-Y. You, J. S. Jiang, J. Pearson, Ya. B. Bazaliy, S. D. Bader,
Magnetization-Orientation Dependence of the Superconducting Transition Temperature in the Ferromagnet-Superconductor-Ferromagnet System: CuNi=Nb=CuNi
Phys. Rev. Lett. **89**(26), 267001 (2002)

[Gu03] J. Y. Gu, Chun-Yeol You, J. S. Jiang, S. D. Bader,
Magnetization-orientation dependence of the superconducting transition temperature and magnetoresistance in the ferromagnet-superconductor-ferromagnet trilayer system
J. Appl. Phys. **93**(10), 7696 (2003)

[Gui03] W. Guichard, M. Aprili, O. Bourgeois, T. Kontos, J. Lesueur, P. Gandit,
Phase Sensitive Experiments in Ferromagnetic-Based Josephson Junctions,
Phys. Rev. Lett. 90, 167001 (2003)

[Gud99] W. Gudat, O. Rader,
Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter **23**(3), 40 (199, Figs. 46 - 81, Tables 7 – 13; 2.12.4 Fe (Z = 26)

[Gro04] R. Gross, A. Marx,
Spinelektronik,
Vorlesungsskript zur Vorlesung im SS 2004, Garching April 2004

[Gru00] M. Gruyters, D. Riegel,
Optimized exchange biasing by controlled in situ oxidation,
J. Appl. Phys. **88**(11), 6610 (2000)

[Grü86] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodowsky, H. Sowers
Layered magnetic structures: Evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers,
Phys. Rev. Lett. **57**(19), 2442 (1986)

[Grü99] P. Grünberg,
Zwischenschichtaustauschkopplung: Phänomenologische Beschreibung, Materialabhängigkeit,
in Magnetische Schichtsysteme, 30. Ferienkurs FZ Jülich (1999)

[Haf94] J. Hafner, M. Tegze, Ch. Becker,
Amorphous magnetism in Fe-B alloys: First-principles spin-polarized electronic-structure calculations,

Phys. Rev. B **49**(1), 285 (1994)

[Hal70] M. H. Halloran, J. H. Condon, J. E. Graebner, J. E. Kunzler, F. S. L. Hsu,
Experimental Study of the Fermi Surfaces of Niobium and Tantalum,
Phys. Rev. B **1**(2), 366 (1970)

[Har00] U. Hartmann,
Magnetic multilayers and giant magnetoresistance,
Springer Verlag Berlin Heidelberg 2000

[Her99] R. Hertel, H. Kronmuüller,
Computation of the magnetic domain structure in bulk permalloy,
Phys. Rev. B **60**, 7366 (1999)

[Jac82] J. D. Jackson,
Klassische Elektrodynamik,
2. Auflage, de Gruyter, Berlin, New York 1982

[Jac94] T. J. Jackson, S. B. Palmer,
Oxide superconductor and magnetic metal thin film deposition by pulsed laser ablation: A review,
J. Phys. D **27**(8), 1581-1594 (1994)

[Jag93] J. Jagielski, M. Kopcewicz, T. Thome,
Mössbauer study of the amorphization process induced in α-Fe by boron implantation,
J. Appl. Phys. **73**(10), 4820 (1993)

[Jan88] A. R. Jani, N. E. Brener, J. Callaway,
Band structure an related properties of bcc niobium,
Phys. Rev .B **38**(14), 9425 (1988)

[Jim95] M. Jimbo, K. Komiyama, H. Matue, S. Tsunashima, S. Uchiyama,
Giant magnetoresistance effect in amorphous CoFeB sandwiches,
Jap. J. Appl. Phys. **34**, L112 (1995) Pt. 2 No. 1B

[Jim96] M. Jimbo, K. Komiyama, S. Tsunashima,
Giant magnetoresistance effect and electric conduction in amorphous-CoFeB/Cu/Co sandwiches, J. Appl. Phys. **79**(8), 6237 (1996)

[Joh94] M. Johnson,
Spin polarization of gold films via transported (invited),
J. Appl. Phys. **75**(10), 6714 (1994)

[Kar98] V. Kharlamov, M. Bobeth, R. Dietsch, A. Gorbunov, R. Krawietz, H. Mai, W. Pompe, A. Sewing, Yu. Trushin,
Concentration Profiles in Laser-Deposited Ni/C and W/C Multilayers,
Phys. Stat. Sol. A **166**, 91 (1998)

[Käs03] G. Kästle,
Electron Transport in Nanomodulated, Epitaxial Gold Films,
VDI Verlag GmbH, Düsseldorf 2003, ISBN 3-18-336809-9

[Kir73] S. Kirkpatrick,
Percolation and Conduction,
Rev. Mod. Phys. **45**(4), 574 (1973)

[Kit99] Ch. Kittel,
Einführung in die Festkörperphysik,
R. Oldenbourg Verlag, München 1999, 12. Auflage

[Koc94] T. Koch, A. Siber, J. Marien, P. Ziemann,
Intermixing at Au-In and Pd-In interfaces at 90 K as observed by in situ Auger-electron and electron-energy-loss spectroscopy,
Phys. Rev. B **49**(3), 1996 (1994)

[Koe00] A. Koethe, J. I. Moench,
Preparation of ultra high purity niobium,
Materials Transactions, JIM, **41**(1), 7 (2000)

[Koh86] F. Kohlrausch,
Praktische Physik,
Bd. 3, Tabellen und Diagramme, Teubner Stuttgart 1986

[Kon01] T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur and X. Grison,
Inhomogeneous Superconductivity Induced in a Ferromagnet by Proximity Effect,
Phys. Rev. Lett. **86**(2), 304 (2001)

[Kri04] M. Krieger, A. Plettl, R. Steiner, H.-G. Boyen, P. Ziemann
Properties of a Co/Cu/Co Spin Valve System Prepared by an Optimized 193 nm Pulsed Laser Deposition Process,
Appl. Phys. A (Materials Science Processing) **78**, 327-333 (2004)

[Kri04b] M. Krieger, A. Plettl, R. Steiner and P. Ziemann,
Interface mixing in Co/Cu: in situ electrical conductivity measurements on pulsed-laser-deposited multilayers,
Appl. Phys. A (Materials Science Processing) **79**, 2055-2062 (2004)

[Kro03] H. Kronmüller, M. Fähnle,
Micomagnetism and the Microstructure of Ferromagnetic Solids,
Cambridge University Press 2003

[Lar65] A. I. Larkin, Iu. Ovchinnikov
Zh. Eksp. Teor. Fiz. **47**, 1136 (1965) [Sov. Phys. JETP **20**, 762 (1965)]

[Laz00] L. Lazar, K. Westerholt, H. Zabel, L. R. Tagirov, Yu. V. Goryunov, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin,
Superconductor/Ferromagnet proximity effect in Fe/Pb/Fe trilayers
Phys. Rev. B **65**(5), 3711 (200)

[Len99] K.-M. H. Lenssen, A. E. T. Kuiper, F. Roozebbom,
Robust giant magnetoresistance material system for magnetic sensors,
J. Appl. Phys. **85**(8), 5531 (1999)

[Len98] G. Lengl,
Aufbau einer Laser-Ablations-Apparatur,
Diplomarbeit an der Univerität Ulm, Abt. Festkörperphysik 1998

[Mal85] A. P. Malozemoff,
Anisotropic magnetoresistance of amorphous and concentrated polycrystalline iron alloys,
Phys. Rev. B **32**(9), 6080 (1985)

[Mat70] L. F. Mattheiss,
Electronic structure of Niobium and Tantalum,
Phys. Rev. B **1**(2), 373 (1970)

[McC99] M. R. McCartney, R. E. Dunin-Borkowski, M. R. Scheinfein, J. D. Smith, S. Gider , S. S. P. Parkin,
Origin of Magnetization Decay in Spin-Dependent Tunnel Junctions,
Science **286**(12), 1337 (1999)

[McG75] T. R. McGuire, R. Potter
Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys,
IEEE Trans. Magn. **MAG-11**(4), 1018 (1975)

[Mei56] W. H. Meiklejohn, C. P. Bean,
New Magnetic Anisotropy,
Phys. Rev. **102**(5), 1413 (1956)

[Mot64] N. F. Mott,
Electrons in transition metals,
Adv. Phys. **13**, 325 (1964),
Proc. R. Soc. London A **153**, 699 (1936); **156**, 368 (1936)

[Née55] L. Néel,
C. R. Acad. Sci. Paris **241**, 533 (1955)

[Nog99] J. Nogués , I. K. Schuller
Exchange bias,
J. Mag. Mag. Mat. **192**, 203 (1999)

[OOM02] M. J. Donahue, D. G. Porter,
OOMMF User´s Guide, v1.2a3, *October 30, 2002*,
http://math.nist.gov/oommf/doc/

[Paj84] A. Paja, T. Stobiecki,
Electrical resistivity of amorphous $Fe_{1-x}B_x$ alloys,
Phys. Stat. Sol. B **125**, K171 (1984)

[Par90] S. S. P. Parkin, N. More, K. P. Roche,
Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr,
Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990)

[Par91] S. S. P. Parkin, D. Mauri,
Spin engineering: Direct determination of the Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida far-field range function in ruthenium,
Phys. Rev. B **44**(13), 7131 (1991)

[Par93] S. S. P. Parkin,
Origin of Enhanced Magnetoresistance of Magnetic Multilayers: Spin Dependent scattering from Magnetic interface states,
Phys. Rev. Lett. **71**(10), 1641 (1993)

[Par00] W. Park, D. V. Baxter, S. Steenwyk, I. Moraru, W. P. Pratt Jr. and J. Bass,
Measurement of resistance and spin-memory loss (spin relaxation) at interfaces using sputtered current perpendicular-to-plane exchange-biased spin valves,
Phys. Rev. B **62**(2), 1178 (2000)

[Pel04] L. Pelaz, L. A. Marqués, J. Barbolla
Ion-beam-induced amorphization and recrytallization in silicon,
J. Appl. Phys. **96**(11), 5947 (2004)

[Phi61] N. E. Phillips, B. T. Matthias,
Heat Capacity of Ferromagnetic Superconductors,
Phys. Rev. **121**(1), 105 (1961)

[Pra91] W. P. Pratt Jr., S.-F. Lee, J. M. Slaugther, R. Loloee, P. A. Schroeder,
Perpendicular giant magnetoresistances of Ag/Co multilayers,
Phys. Rev. Lett. **66**, 3060 (1991)

[Pri98] G. A. Prinz, *Magnetoelectronics,*
Science **282**, 1660 (1998)

[Qua96] Magnetic Property Measurement System,
Users Manual,
Quantum Design, San Diego, Ca. (1996)

[Rad91] Z. Radovic, M. Ledvij, L. Dobrosavljevic-Grujic, A. I. Buzdin, J. R. Clem,
Transition temperature of superconductor-ferromagnet superlattices,
Phys. Rev. B **44**, 759 (1991)

[Rij95] Th. G. S. M. Rijks, R. Coehoorn, M. J. M. de Jong, W. J. M. de Jonge,
Semiclassical calculations of the anisotropic magnetoresistance of NiFe-based thin films wires and mulilayers,
Phys. Rev. B **51**, 283 (1995)

[Röß98] S. Rößner,
Aufbau einer Laser-Ablations-Apparatur zur Herstellung von Oxidfilmen,
Diplomarbeit an der Universität Ulm, Abt. Festkörperphysik 1998

[Rug90] D. Rugar, H. J. Mamin, P. Guenthner, S. E. Lambert, J. E. Stern, I. McFadyan, T. Yogi,
Magnetic force microscopy: General principles and application to longitudinal recording media,
J. Appl. Phys. **68**(3), 1169 (1990)

[Rus04] A. Yu. Rusanov, M. Hesselberth, J. Aarts, A. I. Buzdin
Enhancement of the Superconducting Transition Temperature in Nb/Permalloy Bilayers by Controlling the Domain State of the Ferromagnet
Phys. Rev. Lett. **93**, 57002 (2004)

[Rya01] V. V. Ryazanov,V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov, J. Aarts,
*Coupling of Two Superconductors through a Ferromagnet: Evidence for a pi Junction***,**
Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001)

[Sam88] K. Samwer,
Amorphisation in solid metallic systems,
Phys. Rep. **161**, 1 (1988)

[Sax00] S. S. Saxena, P. Agrawal, K. Ahilan, F. M. Grosche, R. K. W. Haselwimmer, M. J. Steiner, E. Pugh, I. R. Walker, S. R. Julian, P. Monthoux, G. G. Lonzarich, A. Huxley, I. Sheikin, D. Braithwaite, J. Flouquet,
Superconductivity on the border of itinerant-electron ferromagnetism in UGe_2
Nature **406**, 587 (2000)

[Sch05] G. Scholten, K. D. Usadel, U. Nowak,
Coercitivity and exchange bias of ferromagnetic/antiferromagnetic multilayers,
Phys. Rev. B **71**, 64413 (2005)

[Sey91] M. Seyffert, A. Siber, P. Ziemann,
Multiple low-temperature interface reactions: An alternative route into amorphous state of metallic alloys,
Phys. Rev. Lett. ***67****(27), 3792 (1991)*

[Sey93] M. Seyffert, A. Siber, P. Ziemann,
Anomalous interface resistance of low temperature sputtered Au/In bilayers,
Thin Solid films **208**, 197-201 (1992)

[Sib95] Dissertation von A. Siber,
Grenzschichtreaktionen bei tiefen Temperaturen - Eine Möglichkeit zur Herstellung metastabiler Phasen,
Hartung- Gorre Verlag Konstanz, 1995

[Sih03] J. A. Sihler,
Herstellung und Charakterisierung laserablatierter Spinvalve Systeme,
Diplomarbeit der Abteilung Festkörperphysik, Universität Ulm 2003

[Sig72] P. Sigmund,
Collision theory of displacement damage, ion ranges, and sputtering,
Rev. Roum. Phys. **17**(7), 823-870 (1972)

[Smi51] J. Smit,
Magnetoresistance of ferromagnetic metals and alloys at low temperatures,
Physica (The Hague) **17**, 612-27 (1951)

[Son88] E.B. Sonin,
Pis´ma Zh. Tekh. Fiz. **14**, 1640 (1988), [Sov. Tech. Phys. Lett. **14**, 714 (1988)]

[Sou98] R. J. Soulen, J. M. Byers, M. S. Osofsky, B. Nadgorny, T. Ambrose, S. F. Cheng, P. R. Broussard, C. T. Tanaka, J. Nowak, J. S. Moodera, J. M. D. Coey,
Measuring the Spin Polarization of a Metal with a Superconducting Point Contact,
Science **282**, 85 (1998)

[SRI00] http://www.srim.org

[Sta00] R. L. Stamps,
Mechanisms for exchange bias,
J. Phys. D **33**, R247-R268 (2000)

[Ste01] R. J. Steiner,
Präparation und Charakterisierung laserablatierter Schichtsysteme mit amorphen magnetischen Teilschichten,
Diplomarbeit, Abteilung Festkörperphysik, Universität Ulm (2001)

[Ste03] R. Steiner, H.-G. Boyen, M. Krieger, A. Plettl, P. Widmayer, P. Ziemann, F. Banhart, R. Kipler, P. Oelhafen,
Interface reactions in $[Fe/B]_n$ multilayers: a way to tune from crystalline/ amorphous layer sequences to homogeneous amorphous Fe_xB_{100-x} films,
Appl. Phys. A (Materials Science Processing) **76**, 5-13 (2003)

[Ste86] M. B. Stearns,
Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter **19**(1), 34 (1986)

[Ste99] M. Steck,
Optimierung der Herstellung von YBCO-Filmen mit Hilfe der Laserablation,
Diplomarbeit an der Universität Ulm, Abt. Festkörperphysik 1999

[Ste01] R. J. Steiner,
Präparation und Charakterisierung laserablatierter Schichtsysteme mit amorphen magnetischen Teilschichten,
Diplomarbeit, Abteilung Festkörperphysik, Universität Ulm 2001

[Sto80] T. Stobiecki, S. Schwarzl, F. Stobiecki, H. Hoffmann,
J. de Phys. Colloq. C-8 Suppl. **41**, 171 (1980)

[Sto83] T. Stobiecki, F. Stobiecki,
Magnetic and electrical properties of amorphous $Fe_{1-x}B_x$ films
J. Mag. Mag. Mat. **35**, 217 (1983)

[Str70] M. Strongin, R. S. Thompson, O. F. Kammerer, J. E. Crow
Destruction of Superconductivity in Disordered Near-Monolayer Films,
Phys. Rev. B **1**(3), 1078 (1970)

[Stu00] K. Sturm, S. Fähler, H.- U. Krebs,
Pulsed laser deposition of metals in low pressure inert gas,
Appl. Surf. Sci. **154-155**, 462-466 (2000)

[Stu01] K. Sturm, H.- U. Krebs,
Quantification of resputtering during pulsed laser deposition,
J. Appl. Phys. **90**(2), 1061 (2001)

[Swa96] H. J. M. Swagten, G. J. Strijkers, P. J. H. Bloemen, M. M. H. Willekens, and W. J. M. de Jonge,
Enhanced giant magnetoresistance in spin-valves sandwiched between insulating NiO,
Phys. Rev. B **53**, 9108 (1996)

[Tag99] L. R. Tagirov,
Low-Field Superconducting Spin Switch Based on a Superconductor/ Ferromagnet Multilayer, Phys. Rev. Lett. **83**(10), 2058 (1999)

[Tak99] S. Takahashi, H. Imamura, S. Maekawa,
Spin Imbalance and Magnetoresistance in Ferromagnet/Superconductor/ Ferromagnet Double Tunnel Junctions,
Phys. Rev. Lett. **82**(19), 3911, (1999)

[Tho57] W. Thomson,
Proc. R. Soc. **8**, 546 (1857)

[Tho00] L. Thomas, M. G. Samant, S. S. P. Parkin,
Domain-Wall Induced Coupling between Ferromagnetic Layers,
Phys. Rev. Lett. **84**(8), 1816 (2000)

[Tho00b] L. Thomas, J. Lüning, A. Scholl, F. Nolting, S. Anders, J. Stöhr, S.S. P. Parkin, *Oscillatory Decay of Magnetization Induced by Domain-Wall Stray Fields,* Phys. Rev. Lett. **84**(15), 3462 (2000)

[Tridyn] http://www.fz-rossendorf.de/pls/rois/Cms?pNid=38&pOid=10995

[Tru01] T. Trunk, M. Redjdal, A. Kákay, M. F. Ruane and F. B. Humphrey, *Domain wall structure in Permnalloy films with decreasing thickness at the Bloch to Néel transition,* J. Appl. Phys. **89**(11), 7606 (2001)

[Usa70] D. K. Usadel, *Generalized Diffusion Equation for Superconducting Alloys,* Phys. Rev. Lett. **25**(8), 507 (1970)

[Val93] T. Valet, A. Fert, *Theory of perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers,* Phys. Rev. B **48**(10), 7099 (1993)

[Wil00] P. R. Willmott, J. R. Huber, *Pulsed laser vaporization and deposition,* Rev. Mod. Phys. **72(1)**, 315-328 (2000)

[Wil01] A. R. Wildes, J. Mayer, K. Theis-Bröhl, *Review: The growth and structure of epitaxial niobium on sapphire,* Thin Solid Films **401**, 7 (2001)

[Wol76] S. A. Wolf, J. J. Kennedy, M. Nisenoff, *Properties of superconducting rf sputtered ultrathin films of Nb,* J. Vac. Sci. Technol. **13**(1), 145 (1976)

[Zha95] P. Zahn, I. Mertig, M. Richter, H. Eschrig, *Ab Inition calculations of the Giant Magnetoresistance,* Phys. Rev. Lett. **75**(16), 2996 (1995)

[Zha03] P. Zahn, J. Binder, I. Mertig, *Impurity scattering and quantum confinement in giant magnetoresistive systems,* Phys. Rev. B **68**, 100403 (2003)

[Zie77] J. F. Ziegler, *The Stopping and Range of Ions in Matter*, volumes 2 - 6*,* Pergamon Press, 1977-1985

[Zie85] J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids,* Pergamon Press, New York, 1985 (new edition in 2003)

[Zim63] Z. M. Ziman, *Electrons and Phonons,* Clarendon Press S.491 (1963]

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln angefertigt habe. Alle Textstellen, die im Wortlaut oder Sinn nach anderen Werken entnommen wurden, sind durch Angabe der Quellen als Entlehnung kenntlich gemacht worden.

Publikationsliste

1. R. Steiner, H.-G. Boyen, M. Krieger, A. Plettl, P. Widmayer, P. Ziemann, F. Banhart, R. Kipler, P. Oelhafen
Interface reactions in $[Fe/B]_n$ multilayers: a way to tune from crystalline/amorphous layer sequences to homogeneous amorphous Fe_xB_{100-x} films,
Applied Physics A **76,** 5-13 (2003)

2. M. Krieger, A. Plettl, R. Steiner, H.-G. Boyen, P. Ziemann
Properties of a Co/Cu/Co Spin Valve System Prepared by an Optimized 193 nm Pulsed Laser Deposition Process
Applied Physics A **78,** 327-333 (2004)

3. M. Krieger, A. Plettl, R. Steiner, H.-G. Boyen, P. Ziemann
Interface mixing in Co/Cu: in situ electrical conductivity measurements on pulsed-laser-deposited multilayers
Applied Physics A **79,** 2055-2062 (2004)

Tagungsbeiträge

1. R. Steiner, M. Krieger, A. Plettl, H.-G. Boyen, P. Ziemann
Grenzflächenamorphisierung in laserablatierten Eisen-Bor-Vielfachschichten,
65. DPG AKF-Frühjahrstagung Hamburg 2001, DS 31.4

2. M. Krieger, R. Steiner, A. Plettl, H.-G. Boyen, P. Ziemann
Herstellung und Charakterisierung von laserablatierten Kobalt/Kupfer Multilagen,
65. DPG AKF-Frühjahrstagung Hamburg 2001, DS 24.3

3. R. Steiner, H.-G. Boyen, M. Krieger, A. Plettl, P. Widmayer, P. Ziemann, F. Banhart, P. Oelhafen
Grenzflächenreaktion in Eisen/Bor-Vielfachschichten,
66. DPG AKF-Frühjahrstagung Regensburg 2002, DS 27.44

5. R. Steiner, A. Klimmer, J. Sihler, A. Plettl und P. Ziemann
Ionenstrahlexperimente an dünnen MgB_2-Filmen
67. DPG AKF-Frühjahrstagung Dresden 2003, TT 14.52

6. R. Steiner, A. Klimmer, J. Sihler, A. Plettl, P. Ziemann
Herstellung und Charakterisierung laserablatierter Spin-Valve Systeme
68. DPG AKF-Frühjahrstagung Regensburg 2004, DS 22.8

7. A. Klimmer, R. Steiner, A. Plettl, P. Ziemann, J. Cai, J. Behm
Laserablatierte Magnesium/Bor Multilagen in Kombination mit in-situ Temperschritten: eine Methode zur Herstellung von MgB_2-Schichten
69. Jahrestagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Berlin 2005, TT 23.3

8. R. Steiner, A. Plettl, P. Ziemann
Magnetic Switching of the Superconducting Transition Temperature Ferromagnetic/ Superconducting Bi- and Tri-Layers,
DPG Frühjahrstagung des AKF und Condensed Matter Division der EPS, Dresden 2006

Curriculum Vitae

Persönliche Angaben:

Name:	Roland Johannes Steiner
Geburtstag, -ort:	29. September 1975 in Burgau
Familienstand:	ledig
Anschrift:	Kleegasse 2, 89331 Burgau

Schulbildung:

09/81 - 09/85	Grundschule Unterknöringen, Landkreis Günzburg (Bay)
09/85 - 06/94	Dossenberger Gymnasium Günzburg, Abschluss: Abitur

Wehrdienst:

07/94 - 07/95	Ableistung des Grundwehrdienstes in der Funktion eines Sanitätssoldaten

Studium:

10/ 95 - 07/ 01	Studium der Physik an der Universität Ulm, Abschluss: Diplom
seit 11/01	wissenschaftlicher Angestellter an der Universität Ulm, Forschungsarbeit auf dem Gebiet der Laserablation, Magnetowiderstandseffekte, Supraleitung und Magnetismus

Berufserfahrung:

08/01-10/01	Siemens Bereich ICM N MR UR SE (Mobilfunkentwicklung)

Tätigkeiten als wissenschaftliche Hilfskraft:

07/99 - 10/99	Abt. Elektronische Schaltungen und Bauelemente
01/00 - 02/00	Elektronikpraktikum der Abteilung Festkörperphysik

Lehrtätigkeiten:

04/02 - 07/02	Grundlagen der Physik I (Thermodynamik)
10/02 - 02/03	Grundlagen der Physik I (Mechanik und Relativität)
04/03 - 07/03	Grundlagen der Physik II (Thermodynamik)
10/03 - 02/04	Grundlagen der Physik V (Festkörperphysik)
10/04 - 02/05	Grundlagen der Physik V (Festkörperphysik)

Ulm, Februar 2006

Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei all Denjenigen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Insbesondere sind dies die folgenden Personen:

• Herrn Prof. Dr. P. Ziemann danke ich für die Möglichkeit in der Abteilung Festkörperphysik diese Dissertation anfertigen zu können, für die Unterstützung bei den Publikation und vor allem für die vielen konstruktiven Diskussionen ohne die ein Gelingen dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

· Herrn Prof. Dr. U. Herr danke ich für die Übernahme des Zweitgutachtens.

· Herrn Prof. Dr. H. Jex danke ich für die vielen Diskussion über die Grundlagen der Physik und so mache ökonomische Fragestellung.

· Ich danke meinem väterlichen Freund Herrn AOR Dr. A. Plettl für die fachliche und mentale Unterstützung bei den verschiedensten Dingen. Insbesondere die Ausflüge ins Berchtesgadener Land waren ein Genuss.

· Herrn PD Dr. H.-G. Boyen danke ich für die zahlreichen physikalischen Diskussionen und Anregungen. Die eine oder andere Freizeitaktivität wird mir immer in Erinnerung bleiben.

· Herrn Dr. J. Eisenmenger danke ich für die Diskussionen auf dem Gebiet des Magnetismus und der Supraleitung.

· Herrn Dr. G. Kästle gilt mein besonderer Dank. Neben fruchtbaren fachlichen Diskussionen denke ich mit Freude an zahlreiche Diskussionen aus dem Bereich Wirtschaft, Börse und dem gesamten Leben zurück.

· Ein besonderer Dank gebührt der „guten Seele“ der Abteilung Frau G. Dinger, die mich bei sämtlichen verwaltungstechnischen Dingen immer unterstützte.

· Meinen geschätzten Kollegen Dr. M. Krieger, Dr. T. Müller, F. Weigl und A. Klimmer danke ich für die zahlreichen Diskussionen und Anregungen und für einige feuchtfröhliche Abende in Ulm und um Ulm herum. Den anderen Kolleginnen und Kollegen danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre.

· Den Herren H. D. Kerpes und W. Kaufmann danke ich für die technische Unterstützung an den zahlreichen Maschinen und die Versorgung mit so manchem Liter Helium (u. a.). Herrn V. Besserer danke ich für die Hilfestellung bei elektronischen Problemen. Herrn Gruchmann und Herrn Cesare sowie der gesamten wissenschaftlichen Werkstatt danke ich für die vielen Konstruktionen sowie diverse Schweißarbeiten an Tiegeln.

· A. Grob und Rao Saranu Srinivasa danke ich für die Unterstützung bei den Simulationen gegen Ende dieser Arbeit.

· Meiner Freundin Susanne möchte ich vor allem für die Motivation während der Schlussphase dieser Arbeit danken.

· Nicht zu Letzt möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, die mir dieses Studium überhaupt erst ermöglichte.