

# Magnetische Dreischichtsysteme und hysteresefreie Kupfer/Kobalt-Mehrlagensysteme

Diplomarbeit in Physik  
vorgelegt von  
**Tobias Hempel**

Universität Bielefeld  
Fakultät für Physik

15. November 2000

## **Erklärung**

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Bielefeld, den 15. November 2000

(Tobias Hempel)

Gutachter:

Prof. Dr. G. Reiss  
Priv. Doz. Dr. D. Feldmann

Datum des Einreichens der Arbeit: 15. November 2000

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen, Simulation</b>	<b>6</b>
2.1	Magnetismus . . . . .	6
2.1.1	Größen und Einheiten . . . . .	6
2.1.2	Diamagnetismus . . . . .	10
2.1.3	Paramagnetismus . . . . .	10
2.1.4	Kollektiver Magnetismus . . . . .	11
2.1.5	Ferromagnetismus dünner Schichten . . . . .	13
2.2	Zwischenschichtaustauschkopplung bei magnetischen Systemen . . . . .	15
2.2.1	Phänomenologische Beschreibung . . . . .	16
2.2.2	Anwendung der RKKY-Theorie auf die Zwischenschichtaustauschkopplung . . . . .	17
2.2.3	Quantentopfmodell . . . . .	19
2.2.4	Zusammenfassung der Modelle . . . . .	23
2.2.5	Stoner-Wohlfarth-Modell . . . . .	24
2.3	GMR-Effekt . . . . .	31
2.3.1	Voraussetzungen . . . . .	31
2.3.2	Elektronentransport in magnetischen Systemen . . . . .	32
2.3.3	Definition des GMR und das Zweikanalmodell . . . . .	33
2.3.4	Modell zum GMR-Effekt in Dreilagern . . . . .	35
2.3.5	Einführung der Messgrößen . . . . .	42

2.4	Magnetische Schichtsysteme in der Simulation . . . . .	44
2.4.1	Simulationsprinzip . . . . .	44
2.4.2	Energieminimierung . . . . .	44
2.4.3	Festlegung der Anisotropie . . . . .	45
2.4.4	Kennlinie und Magnetisierungskurve . . . . .	47
2.4.5	Bestimmung der Parameter . . . . .	48
<b>3</b>	<b>Experimentelle Verfahren zur Herstellung und Analyse</b>	<b>49</b>
3.1	Schichtpräparation in der Sputteranlage . . . . .	49
3.1.1	Wahl des Herstellungsverfahrens . . . . .	49
3.1.2	DC-Magnetron-Sputtern . . . . .	50
3.1.3	Schichtherstellung . . . . .	51
3.2	Messung der Kennlinien am GMR-Messplatz und Auswertung . . . . .	51
3.3	Untersuchung des Temperaturverhaltens im Vakuum-Ofen . . . . .	53
3.3.1	Motivation . . . . .	53
3.3.2	Aufbau . . . . .	53
3.4	Untersuchung der Magnetisierung an MOKE-Apparatur . . . . .	58
3.4.1	Der magneto-optische Kerr-Effekt . . . . .	58
3.4.2	Aufbau . . . . .	58
<b>4</b>	<b>Magnetische Dreischichtsysteme</b>	<b>60</b>
4.1	GMR-Amplitude als Funktion der Kupferschichtdicke . . . . .	61
4.2	GMR-Amplitude als Funktion der Kobaltschichtdicke . . . . .	63
4.3	Analyse der Kennlinien . . . . .	66
4.4	Analyse der Oszillation . . . . .	71
4.5	Skalierbarkeit des Systems . . . . .	72
4.6	Untersuchung des Schaltverhaltens . . . . .	74
4.7	Vergleich mit NiCo-System . . . . .	76
4.8	Zusammenfassung . . . . .	79

<b>5</b>	<b>Hysteresefreie Cu/Co-Multilagen</b>	<b>80</b>
5.1	Strategien . . . . .	81
5.2	Simulation . . . . .	82
5.3	Auswertung . . . . .	83
5.3.1	Reduktion der Kobaltschichtdicke . . . . .	83
5.3.2	Kombinationsschichten . . . . .	84
5.3.3	Einsatz von $Ni_{57}Co_{43}$ . . . . .	85
5.4	Temperaturstabilität . . . . .	85
5.5	Zusammenfassung . . . . .	86
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>87</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>90</b>
	<b>Veröffentlichungen</b>	<b>99</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>100</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

P. Grünberg *et al.* berichtete im Jahre 1986 erstmals, dass in benachbarten Eischichten, die durch eine Chromschicht voneinander getrennt sind, die magnetischen Momente ohne äußeres Magnetfeld antiferromagnetisch ausgerichtet sind [gru86]. Diese Entdeckung der sogenannten antiferromagnetischen Austauschkopplung löste eine intensive Suche nach anderen Systemen aus, die gleiches Verhalten zeigen. Der Grund hierfür ist das generelle Interesse an langreichweitigen magnetischen Kopplungsphänomenen durch nicht-magnetische Materialien wie Chrom, Kupfer, Gold oder Silber. Im Rahmen dieser Studien entdeckten Baibich *et al.* [bai88] an Eisen-Chrom-Multilagensystemen und Binasch *et al.* [bin89] am ursprünglichen Eisen-Chrom-Dreilager, dass der elektrische Widerstand der Systeme abnimmt, wenn die antiferromagnetische Kopplung durch ein äußeres magnetisches Feld aufgebrochen wird. Dieses Phänomen wird zurückgeführt auf eine spinabhängige Streuung der Leitungselektronen innerhalb des Schichtsystems; man bezeichnet es als Riesenmagnetowiderstand (GMR = Giant Magneto Resistance).

Schon in den 80er Jahren wurden Sensoren, die den anisotropen Magnetowiderstand (AMR) ausnutzen, industriell hergestellt und eingesetzt. In 30nm Permalloy-Filmen, die auch zur Zeit noch in Sensorapplikationen wie Leseköpfen eingesetzt werden, beträgt die Widerstandsänderung durch den AMR-Effekt nur ca. 1,5%. Der Feldbereich, in dem die Schaltvorgänge stattfinden, umfasst etwa 0,56kA/m (7 Oe), was einer Sensitivität von 3%/(kA/m) entspricht [coe98]. Die im Vergleich dazu sehr hohen Signalamplituden der neu entdeckten Schichtsysteme erklären die Bezeichnung Riesenmagnetowiderstand für dieses Phänomen. Neben gekoppelten Drei- und Mehrlagensystemen zeigen auch Spinvalves [die91] und granulare Strukturen [ber92] einen Riesenmagnetowiderstand.

In den Jahren seit 1988 sind weitere Magnetowiderstandseffekte entdeckt worden, sodass heute die folgenden Effekte bekannt sind:

**AMR** (Anisotropic Magnetoresistance / Anisotroper Magnetowiderstand): Magnetowiderstand von ferromagnetischen Metallen und Legierungen

**GMR** (Giant Magnetoresistance / Riesenmagnetowiderstand): Magnetowiderstand von magnetischen Schichtsystemen und granularen Systemen

**TMR** (Tunneling Magnetoresistance / Tunnelmagnetowiderstand): Magnetowiderstand von Tunnelbarrieren mit ferromagnetischen Elektroden [jul75]

**CMR** (Colossal Magnetoresistance / Kollossaler Magnetowiderstand): Magnetowiderstand einiger ferromagnetischer Oxide [cha93] [hel93]

Zusammengefasst werden alle Erscheinungen unter dem Begriff XMR (x-beliebiger MR) [men97]. Der Rekord liegt heute für Magnetowiderstandseffekte bei 500% bei Raumtemperatur für  $Fe_3O_4$ -Nanokontakte. Dieser hohe Effekt beruht auf spinpolarisiertem Transport durch eine enge Domänenwand [verT]. Einen guten Überblick über die verschiedenen Effekte geben A. Fert und C. Vouille [fer99], eine Einführung über die weitreichenden Anwendungsmöglichkeiten findet sich in [men97].

Im Gegensatz zu den einfachen, den AMR-Effekt aufzeigenden Permalloy-Systemen, bestehen GMR-Schichtsysteme aus verschiedenen Materialien. Die Auswahl der Materialien, Schichtaufbau, Schichtpräparation und Nachbehandlung, z. B. durch Tempern, ermöglichen eine noch nicht ausgelotete Vielfalt an Kombinationen und Eigenschaften. Schichtsysteme können untersucht werden in Bezug auf den erreichbaren Effekt, Sättigungsfeld, Hysterese, Empfindlichkeit, Linearität, absoluten Widerstand, Temperaturstabilität und andere Größen. Je nach gewünschter Anwendung wird man nach einer optimalen Kombination suchen. Für den Einsatz als Sensor eignen sich z. B. hysteresefreie Systeme, da dann das Messsignal von der Vorgesichte unabhängig und die elektronische Auswertung besonders einfach ist. Erforderlich sind ebenso eine lineare Kennlinie, einstellbare, nicht zu hohe Sättigungsfeldstärken und eine Temperaturstabilität bis etwa 180°C. Für den Einsatz in Festplattenleseköpfen oder zukünftigen MRAMs (Magnetic Random Access Memories) hingegen ist eine hohe Empfindlichkeit das ausschlaggebende Kriterium.

Die Vielzahl von Möglichkeiten, zusammen mit dem geplanten Einsatz dieser magnetischen Schichtsysteme in zukünftigen technologisch bedeutenden



Anwendungen erklärt die hohe Zahl von Forschungsarbeiten und Veröffentlichungen auf diesem neuen Gebiet, das mit dem Begriff *Spinelektronik* bezeichnet wird.

Über dies ist die Wechselwirkung zwischen Magnetismus und Ladungstransport, der ausschließlich quantenmechanisch erklärt werden kann, auch aus theoretischer Sicht von Interesse. Mit der Forderung nach fortschreitender Miniaturisierung der Bauelemente stellen sich grundsätzliche Fragen an die Theorie. Die bestehende Diskrepanz zwischen Theorie und experimentellen Ergebnissen ist bisher noch nicht überbrückt worden. Ebenso finden sich eindeutige Unterschiede zwischen den Ergebnissen verschiedener Forschergruppen, die auf bisher noch nicht ausreichend beachtete Parameter bei der Schichtpräparation schließen lassen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde primär zwei Fragestellung nachgegangen. Zum einen wurden magnetische Dreischichtsysteme vom Typ Permalloy-Kobalt/Kupfer/Kobalt untersucht, zum anderen hysteresefreie Kupfer/Kobalt-Multilagen.

### **Magnetische Dreischichtsysteme vom Typ Permalloy-Kobalt/Kupfer/Kobalt**

Erstmalig konnten 1986 P. Grünberg *et al.* eine antiferromagnetische Kopplung zwischen den ferromagnetischen Schichten in einem Dreischichtsystem experimentell nachweisen. Sie untersuchten ein System vom Typ Eisen/Chrom/Eisen durch Lichtstreuung an Spinwellen [gru86].

V. S. Speriosu *et al.* gelang 1991 der Nachweis der oszillierenden Kopplung in einem Kobalt/Kupfer/Kobalt-System, in dem eine der Kobaltschichten durch einen Antiferromagneten festgehalten wurde (sogenanntes Pinning) [spe91]. Im System  $Si / (Ru_{2nm} / Cu_{0,8nm/1,2nm})_8 / Co_{3,0nm} / Cu_d / Co_{3,0nm} / FeMn_{15,0nm}$  konnten sie mit Hilfe von Magnetisierungsmessungen (MOKE) zwar die Kopplung der beiden Kobaltschichten zeigen, ein oszillatorisches Verhalten für den Magnetowiderstand konnten sie jedoch nicht feststellen; die GMR-Amplitude nahm mit zunehmender Kupferschichtdicke monoton ab. Die Magnetisierungskurven lassen auf eine nur schwache Kopplung schließen, außerdem verursacht der starke Unterbau und die antiferromagnetische Eisen-Mangan-Schicht einen hohen Kurzschluss-Effekt (*Shunting*).

Im selben Jahr gelang B. Dieny *et al.* der Nachweis des GMR-Effektes im gepinnten und mit einer äußeren Deckschicht versehenen System  $Si/NiFe_{5nm}/Cu_d/NiFe_{3nm}/FeMn_{6,0nm}/Ag_{2,0nm}$  [die91]. Für Kupferschichtdicken größer 2,6nm war ihr System ungekoppelt und sie konnten einen Effekt von 3% und in einem leicht variierten System einen maximalen Effekt von 5% nachweisen.

Für kleine Kupferschichtdicken erhielten sie jedoch stets eine ferromagnetische Kopplung, die den GMR-Effekt unterdrückte. Die Autoren führten dies auf die Entstehung von Pinholes oder auf starke magnetostatische Kopplungen zurück.

Eine von der Kristallstruktur abhängige Kopplung über eine keilförmige Kupferschicht in einem fcc(100)-Kobalt/Kupfer/Kobalt-System zeigten M. T. Johnson *et al.* [joh92] im Jahr 1992. Auf einem Kupfer(001)-Whisker schieden sie durch Molekularstrahlepitaxie ein System  $Co_{6,0nm} / Cu - Keil / Co_{6,0nm} / Cu_{0,7nm} / Au_{2,0nm}$  ab. Anhand von MOKE-Messungen wiesen sie eine Überlagerung zweier Oszillationen in der Kopplung nach und verglichen sie mit Modellrechnungen.

Auch die 1993 im Rahmen ihrer Untersuchungen zur Grenzflächenqualität von V. S. Speriosu *et al.* hergestellten gepinnten Dreischichtsysteme vom Typ Permalloy/Kupfer/Permalloy zeigten kein oszillatorisches Verhalten der GMR-Amplitude [spe93].

Kobalt-Kupfer-Systeme gehören heute zu den meist untersuchten Schichtsystemen, sowohl experimentell, als auch theoretisch ([sti99] und Quellen darin).

Das hier untersuchte System Kobalt/Kupfer/Kobalt auf einem nur wenige Nanometer dicken Permalloy-Buffer ohne Seedlayer, (künstlichem) Antiferromagneten oder Deckschicht ist eines der einfachsten denkbaren Schichtsysteme. Wir konnten eindeutig eine Oszillation der Zwischenschichtkopplung und eine damit verbundene Oszillation der GMR-Amplitude nachweisen. So konnten GMR-Effekthöhen von 15%, 11% und 7% für die ersten drei antiferromagnetischen Kopplungsmaxima bei einer Oszillationsperiode von 0,72nm gemessen werden.

## **Hysteresefreie Kupfer/Kobalt-Multilagen**

Der zweite Teil der Arbeit umfasst die Herstellung und Untersuchung von hysteresefreien Kupfer/Kobalt-Multilagen. Kupfer/Permalloy-Multilagen zeichnen sich durch Hysteresefreiheit und ein geringes Sättigungsfeld aus (z. B. [hei00]), Kupfer/Kobalt-Systeme durch eine im Vergleich dazu höhere Effektamplitude und durch bessere Temperaturstabilität, zeigen dafür aber Hystereseeffekte.

Für die Anwendung eignen sich besonders Systeme, bei denen ein hoher GMR-Effekte mit möglichst hoher Sensitivität und hoher Temperaturstabilität verbunden ist, und deren Kennlinien keine Hysteresis zeigen.

Es konnte ein kritisches Fenster für die Schichtdicke bei hysteresefreien GMR-Kennlinien für Kupfer/Kobalt- und Kupfer/Nickel-Kobalt-Systeme definiert

werden und zwar von 0,38nm bis 0,45nm für  $Cu/Co$  und 0,59nm bis 0,7nm für  $Cu/Ni_{57}Co_{43}$ .

Für beide Aufgabenstellungen wurde ein Modell nach Stoner und Wohlfarth entwickelt [ston48] und zur Simulation der gemessenen Kennlinien eingesetzt. Ziel aller Untersuchungen ist es, ein System von Parametern aufzustellen, die es ermöglichen, je nach Anforderung maßgeschneiderte Systeme herstellen zu können. Hierzu soll diese Arbeit einen kleinen Beitrag liefern.

Um Aussagen über die Temperaturstabilität der Systeme machen zu können, umfasste der experimentelle Teil dieser Arbeit neben der Schichtherstellung und Vermessung den Aufbau eines Vakuum-Ofens. In diesem Ofen ist die rechnergesteuerte Aufnahme von GMR-Kennlinien bei Raumtemperatur und während der Heizphasen möglich, ohne das Vakuum zu brechen. Ein besonderes Augenmerk wurde auf die exakte Temperaturregelung gelegt, um Temperaturprofile definiert einhalten zu können. Eine vollständige Automatisierung aller Prozesse ermöglicht auch Langzeitmessungen ohne Eingreifen.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen, Simulation

Forschungsgegenstand dieser Arbeit sind Systeme aus dünnen metallischen, teils magnetischen, teils nichtmagnetischen Schichten. Deshalb sollen zunächst die für das Verständnis des Magnetismus dünner Schichten wichtigen Grundlagen eingeführt werden.

Abgeschlossen werden soll dieses Kapitel mit der Einführung einer Simulation, die auf ein einfaches analytisches Modell nach Stoner und Wohlfarth [ston48] in der von Holloway und Kubinski eingeführten Form [holl98] aufbaut. Hierbei handelt es sich um eine Erweiterung zu dem bereits in [hue99] vorgestellten Modell. Die Simulation soll zum einen zur Untersuchung von gemessenen Kennlinien dienen und die Bestimmung der eingeführten Kopplungskonstanten ermöglichen, zum anderen beim Entwurf neuer Schichtsysteme, die gewünschte Eigenschaften aufweisen, helfen.

### 2.1 Magnetismus

#### 2.1.1 Größen und Einheiten

Die Behandlung des Magnetismus ist in der Literatur sowohl hinsichtlich der fundamentalen Größen als auch der Einheitensysteme nicht einheitlich. Vorgeschrieben ist heute das SI-System (MKSA-System), häufig wird jedoch noch das veraltete cgs-System verwendet.

Eine Feldgröße zur Beschreibung des magnetischen Feldes ist die Feldstärke  $H$ . Ihre Einheit ist im SI-System [A/m], im cgs-System [Oe]. Sie ist über

die zweite Maxwell-Gleichung mit der Stromdichte  $\mathbf{j}$  und der Änderung der dielektrischen Verschiebung  $\mathbf{D}$  verknüpft:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \dot{\mathbf{D}} \quad (2.1)$$

Diese Gleichung drückt aus, dass ein magnetisches Feld durch einen Strom erzeugt werden kann. Aus Gleichung (2.1) folgen die bekannten Resultate für die Feldstärke im Abstand  $r$  von einem geradlinigen Leiter

$$|\mathbf{H}| = \frac{I}{2\pi r} \quad (2.2)$$

und eine zylindrische Spule mit  $N$  Windungen bei einer Länge  $l$  der Spule, die viel größer als ihr Radius ist

$$|\mathbf{H}| = \frac{NI}{l} \quad (2.3)$$

Die zweite wichtige Feldgröße ist die Magnetische Induktion (oder Flussdichte)  $\mathbf{B}$ . Sie steht in der dritten und vierten Maxwell-Gleichung:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}} \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.5)$$

Letztere besagt, dass es keine Quellen der magnetischen Induktion, d.h. keine magnetischen Monopole gibt. Aus der dritten Maxwell-Gleichung (2.4) ergibt sich, dass eine Änderung der magnetischen Induktion ein elektrisches Feld hervorruft.

Im Vakuum sind  $\mathbf{H}$  und  $\mathbf{B}$  proportional

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}, \quad (2.6)$$

wobei  $\mu_0$  die Permeabilität des Vakuums ist und den Wert  $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ kgms}^{-2} \text{ A}^{-2}$  besitzt. An dieser Stelle führt das cgs-System die Vereinfachung durch,  $\mu_0 = 1$  zu setzen.

In Gegenwart von Materie ist es sinnvoll, die Magnetisierung  $\mathbf{M}$  als Dichte der vektoriellen magnetischen Momente einzuführen. Ihre Einheit ist  $[\text{A/m}]$ , die gleiche wie für die Feldstärke  $\mathbf{H}$ . Diese Analogie ist kein Zufall, in der Tat sind das äußere Feld  $\mathbf{H}$ , z. B. durch eine zylindrische Spule, und die Magnetisierung  $\mathbf{M}$ , z. B. durch einen zylindrischen Permanentmagneten, hinsichtlich ihrer

messbaren Wirkung, der Induktion, äquivalent. Bei der makroskopischen Beschreibung von Materie durch die Magnetisierung hat man also (2.6) zu ergänzen:

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}). \quad (2.7)$$

In einfachen magnetischen Materialien resultiert die Magnetisierung aus der Orientierung oder dem Aufbau magnetischer Dipole durch das äußere Feld. Bei kleinen Feldern ist der Zusammenhang proportional mit der Suszeptibilität  $\chi$ :

$$\mathbf{M} = \chi\mathbf{H}. \quad (2.8)$$

Die resultierende magnetische Induktion ist also:

$$\mathbf{B} = \mu_0(1 + \chi)\mathbf{H} = \mu_0\mu_r\mathbf{H} \quad (2.9)$$

Die für das Vakuum gültige Beziehung muss also um die relative Permeabilität  $\mu_r = (1 + \chi)$  ergänzt werden.

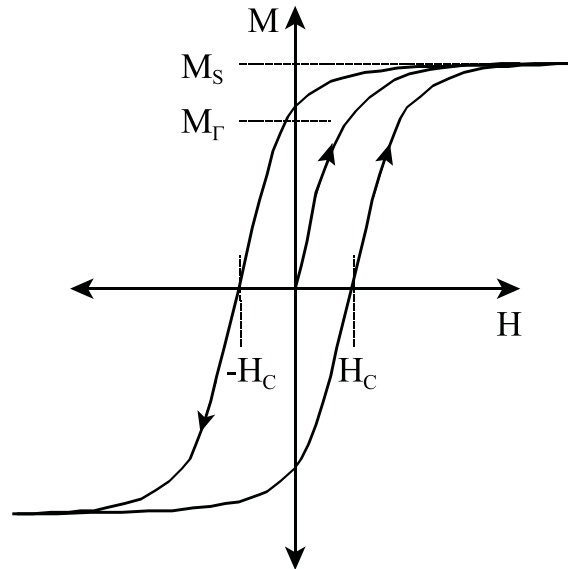


Abbildung 2.1: Typische Hysteresekurve  $M(H)$  mit Sättigungsmagnetisierung  $M_S$ , Remanenzmagnetisierung  $M_R$  und Koerzitivfeldstärke  $H_C$ .

Man unterscheidet hier zwei Fälle:

1.  $\chi > 0, \mu_r > 1$ : Paramagnetismus
2.  $\chi < 0, \mu_r < 1$ : Diamagnetismus

Die Situation insbesondere bei ferromagnetischen Materialien ist weitaus komplizierter. Hier hängt die Magnetisierung nicht nur vom äußeren Feld ab, sondern auch von der Vorgeschichte des Materials. Speziell kann auch bei Abwesenheit eines äußeren Feldes eine permanente Magnetisierung vorhanden sein. In diesem Falle beschreibt man die Materialeigenschaften durch die Magnetisierungskurve  $M(H)$ , die bei einem vorgegebenen Verlauf des magnetischen Feldes aufgenommen wird. Es ergeben sich die typischen Hysteresekurven (Abbildung 2.1).

In der Tabelle 2.1 sind die wichtigsten Größen in den beiden Systemen noch einmal dargestellt. Die Einheiten von  $H$ ,  $B$ ,  $M$  und  $m$  sind im SI-System direkt aus den technischen Einheiten des Stromes (Ampère) und der Spannung (Volt) abgeleitet. Im cgs-System haben die drei Größen  $H$ ,  $B$ , und  $M$  eigentlich die gleiche Einheit, werden aber im praktischen Gebrauch durch die Bezeichnungen „Oersted“ und „Gauss“ sowie „emu“ für das magnetische Moment unterschieden.

Wegen der unterschiedlichen Definitionen der Maxwell-Gleichungen treten in abgeleiteten Formeln, je nach System, Faktoren  $4\pi$  oder  $c$  auf.

Im folgenden sollen die physikalischen Ursachen des Dia- und des Paramagnetismus, sowie des kollektiven Magnetismus (insbesondere des Ferromagnetismus) dargestellt werden.

	SI-System	cgs-System
Permeabilität des Vakuums	$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$ $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} Tm/A$	$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M})$ $\mu_0 = 1$
Feldstärke $H$	$[A/m]$	$[Oe] = \text{Oersted}$
Induktion $B$	$[T] = [Vs/m^2] = \text{Tesla}$	$[G] = \text{Gauss}$
Magnetisierung $M$	$[A/m]$	$[emu/cm^3]$
Magnetisches Moment $m$	$[Am^2]$	$[emu]$
	$1Am^2 = 10^3 emu$	

Tabelle 2.1: Gegenüberstellung der wichtigsten magnetischen Größen im SI- und cgs-System.

### 2.1.2 Diamagnetismus

Alle Materialien zeigen Diamagnetismus, der aber oft durch stärkere magnetische Phänomene (Para- und Ferromagnetismus) überdeckt ist. Eine halb-klassische Begründung und Abschätzung der Größenordnung kann man aus der Vorstellung der Elektronenbahnen als mikroskopische Kreisströme herleiten: Wird ein äußeres Feld angelegt, so wird eine Spannung induziert, die ja nach Richtung des Felds den Kreisstrom erhöht oder vermindert. Wegen des negativen Vorzeichens in der dritten Maxwell-Gleichung (2.4) (Lenz-Regel) wirkt diese Änderung so, dass die Änderung des magnetischen Moments dem äußeren Feld  $B_0$  entgegengesetzt ist:

Beschrieben wird die Suszeptibilität diamagnetischer Stoffe mit  $N_A$  Atomen pro Volumeneinheit mit jeweils  $z$  Elektronen der Ladung  $e$  und Masse  $m$  durch

$$\chi_{dia} = -\mu_0 \frac{N_A z e^2}{6m} \langle r^2 \rangle \quad (2.10)$$

$\langle r^2 \rangle$  ist das quantenmechanisch zu berechnende mittlere Quadrat der Abstände zwischen Elektronen und Atomkern.

In der Regel ist der Diamagnetismus auch isotrop, da die Elektronenbahnen verschiedener Orientierung gemittelt werden.

### 2.1.3 Paramagnetismus

Paramagnetismus liegt insbesondere bei Materialien vor, deren Atome bzw. Moleküle magnetische Momente besitzen. In Abwesenheit eines äußeren Feldes sind diese zufällig angeordnet, so dass die Vektorsumme verschwindet und die Materialien nicht magnetisiert sind. Legt man ein äußeres Magnetfeld an, so orientieren sich die atomaren magnetischen Momente teilweise parallel zu diesem, da dies energetisch günstiger ist, und es kommt zu einer Magnetisierung. Die Berechnung der Verteilung der Orientierung bei einer bestimmten Temperatur ergibt (bei schwacher Gesamtorientierung) die Suszeptibilität

$$\chi_{para} = \frac{n m_{eff}^2}{3k_B T} = \frac{C}{T}, \quad (2.11)$$

wobei  $m_{eff}$  das effektive magnetische Moment (in der Regel einige „Bohr-Magneton“  $\mu_0 \mu_B = \hbar e / 2m_e = 1,165 \cdot 10^{-29} Vsm$ ) der Atome ist und  $n$  deren Dichte. Dieses Gesetz wurde bereits von P. Curie empirisch aufgestellt und trägt seinen Namen.



In kondensierter Materie stehen die Atome in Wechselwirkung. Dies kann näherungsweise durch die Form

$$H_{\text{lokal}} = H_i + \alpha M \quad (2.12)$$

beschrieben werden. Rechnet man nun die Magnetisierung nach dem Curie-Gesetz aus, aber mit dem lokalen Feld anstelle des äußeren, so erhält man

$$M = \frac{C}{T} H_{\text{lokal}} = \frac{C(H + \alpha M)}{T} \implies \chi = \frac{C}{T - \Theta} \text{ mit } \Theta = \alpha C, \quad (2.13)$$

das Curie-Weiss-Gesetz.

### 2.1.4 Kollektiver Magnetismus

Anders als Dia- und Paramagnetismus sind Ferro-, Ferri- und Antiferromagnetismus nicht erklärbar, ohne eine Wechselwirkung der magnetischen Momente in einem Festkörper untereinander anzunehmen. Dies führt zu der Bezeichnung „kollektiver Magnetismus“. Es handelt sich um geordnete Spinstrukturen, von denen die wichtigsten im folgenden beschrieben sind.

**Ferromagnetische Spinordnung:** Parallele Ausrichtung der Spinmomente (*Fe, Co, Ni, EuS*, Legierungen)

**Antiferromagnetische Spinordnung:** Antiparallele Ausrichtung von Spinmomenten gleichen Betrages (*MnF<sub>2</sub>, CoF<sub>2</sub>, NiO, MnO*). Antiferromagnetische Spinordnungen können unter dem Einfluss großer Magnetfelder spontan in eine ferromagnetische Spinordnung übergehen.

**Ferrimagnetische Spinordnung:** Antiparallele Ausrichtung von Spinmomenten verschiedenen Betrages (Ferrite *MeO · Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>*; Magnetit *Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>*).

Neben der sehr großen positiven Suszeptibilität sind Ferromagnete durch eine spontane Magnetisierung unterhalb der sogenannten Curie-Temperatur gekennzeichnet.

Heisenberg hat in seiner berühmten Arbeit erkannt, dass diese Spinausrichtung auf der Austauschenergie der Elektronen beruht. Demnach können geordnete Spinstrukturen nur im Rahmen der Quantenmechanik verstanden werden:

Infolge des Antisymmetrieprinzips ist die Energie eines Atomes / Moleküls von der Spinstellung der Elektronen abhängig. Die Energiedifferenz zwischen

bindendem und antibindendem Zustand entspricht dem Unterschied der elektrostatischen Wechselwirkungsenergie zwischen antiparalleler und paralleler Spinstellung. Nach Dirac und Heisenberg lautet der Operator der Austauschenergie zweier Atome mit Spins  $\mathbf{S}_i$  und  $\mathbf{S}_j$

$$\mathbf{H}_{H\text{eis}} = -2J_{ij}\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j, \quad (2.14)$$

wobei  $J_{ij}$  das Austauschintegral der Orbitale mit den ortsabhängigen Wellenfunktionen darstellt.

Ferromagnetische Spinstrukturen sind dabei durch ein positives Austauschintegral, antiferromagnetische Spinstrukturen durch ein negatives Austauschintegral und ferrimagnetische Strukturen durch das Auftreten positiver und negativer Austauschintegrale charakterisiert.

Aufgrund der Austauschenergie in den ferromagnetischen Stoffen wird die Coulomb-Wechselwirkungsenergie reduziert, wenn zumindest ein Teil der Quantenzustände von nur einem Elektron besetzt wird, und nicht paarweise unter Spinabsättigung. Bekanntlich haben Elektronen mit parallelem Spin im Mittel einen größeren Abstand als Elektronen mit antiparallelem Spin, wodurch die Reduktion der Coulomb-Wechselwirkung verständlich wird. Wenn die Absenkung der Coulomb-Energie allerdings allein maßgebend wäre, so würden sämtliche Metalle Ferromagnetismus zeigen. Dem steht jedoch häufig entgegen, dass mit dem Gewinn an Coulomb-Energie eine Zunahme der kinetischen Energie verbunden ist, die dadurch zustande kommt, dass ein Teil der Elektronen höhere Energieniveaus innerhalb der beiden Teilbänder für (+)- und (-)-Spins besetzen muss. In Abbildung 2.2 ist der Gewinn an Coulomb-Energie sowie der Aufwand an kinetischer Energie bei der Spinpolarisation eines teilweise gefüllten Energiebandes veranschaulicht. Je nachdem welcher der beiden Energiebeiträge überwiegt, stellt sich dann ein Zustand mit oder ohne Netto-Spinmoment ein. Ferromagnetische Spinordnungen sind begünstigt, wenn die Energiebänder schmal sind und hohe Zustandsdichten haben. In diesem Fall können die Elektronen ohne großen Aufwand an kinetischer Energie in unbesetzte Energieniveaus übergehen. Dieses Verhalten wird in der von Stoner für das Auftreten von Band-Ferromagnetismus angegebenen Bedingung

$$ID^0(E_F) > 1 \quad (2.15)$$

anschaulich beschrieben. Hierbei ist  $D^0(E_F)$  die Zustandsdichte an der Fermikante und  $I$  das Austauschintegral.

Die numerische Auswertung des Austauschintegrals ist äußerst schwierig, allerdings erlaubt das Stoner-Kriterium eine qualitative Diskussion. Damit

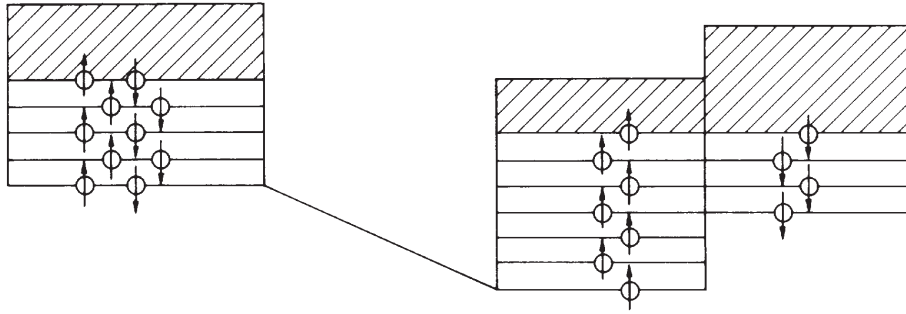


Abbildung 2.2: Spontane Polarisation eines Energiebandes durch Verschieben des  $\uparrow$ - und  $\downarrow$ -Teilbandes aufgrund der Austauschkopplung. Im Vergleich zum nicht aufgespaltenem Band ist der Gewinn an Coulomb-Energie infolge der Polarisation größer als der Verlust an kinetischer Energie [ber92].

sich bei einem Material ferromagnetische Spinordnung einstellen kann, muss einerseits das Austauschintegral  $I$  positiv und möglichst groß sein als auch andererseits eine große Zustandsdichte an der Fermikante dafür sorgen, dass der Aufwand an kinetischer Energie möglichst gering ist.

Das Stoner-Kriterium wird von den Übergangsmetallen Eisen, Kobalt und Nickel erfüllt.

### 2.1.5 Ferromagnetismus dünner Schichten

Bei der Untersuchung des Ferromagnetismus in dünnen Schichten spielt die starke Anisotropie eine interessante Rolle. Sie rührt von den drastisch verschiedenen Probedimensionen parallel zur Schichtebene und senkrecht dazu her. Folgende Mechanismen sind für das Zustandekommen der Anisotropie zu berücksichtigen [zorn99]:

**Formanisotropie:** Aufgrund der starken Anisotropie des Entmagnetisierungsfaktors sind die gemessenen magnetischen Eigenschaften parallel und senkrecht zur Schicht verschieden.

**Kristallanisotropie:** Bei dünnen Schichten ist die Schichtebene oft gleichzeitig Gitterebene des Kristalls. Durch diese Ordnung der Atome ergibt sich eine Anisotropie ihrer Wechselwirkung und damit der magnetischen Eigenschaften.

**Oberflächenanisotropie:** Da die Atome der äußeren Atomlagen einer jeden Schicht weniger Nachbarn der gleichen Atomsorte haben, beobachtet man einen mit abnehmender Dicke stärker werdenden Einfluss der Oberfläche.

**Magnetoelastische Anisotropie:** Ist die Schicht auf einem Substrat mit unterschiedlicher Gitterkonstante aufgebracht, so kann es zu inneren Verspannungen kommen, die die magnetischen Eigenschaften gegenüber denen des räumlich ausgedehnten Materials verändert.

Als Maß der Anisotropie benutzt man den Unterschied der Energie pro Volumen zwischen paralleler und senkrechter Sättigungsmagnetisierung:

$$K = E_{\parallel} - E_{\perp}. \quad (2.16)$$

Ist dieser Wert negativ, so ist die Magnetisierung in der Schicht energetisch bevorzugt, die „leichte Achse“ liegt in der Ebene. Im anderen (selteneren) Falle steht die spontane Magnetisierung senkrecht zur Schicht. Für den Beitrag der Formanisotropie lässt sich der Energiebeitrag bestimmen zu

$$E_{Form} = \frac{1}{2} \mu_0 M_S^2 \sin^2 \gamma. \quad (2.17)$$

Mit  $\gamma = 0$  (parallel) und  $\gamma = \pi/2$  (senkrecht) ergibt sich

$$K_{Form} = -\frac{1}{2} \mu_0 M_S^2, \quad (2.18)$$

weshalb die Magnetisierung in der Ebene üblicherweise bevorzugt ist.

Alle anderen Beiträge zur Anisotropie folgen meist auch der durch 2.17 ausgedrückten Winkelabhängigkeit, da diese Form die einfachste für axiale Symmetrie ist:

$$\begin{aligned} E_{Ani,uni} &= \left( -\frac{1}{2} \mu_0 M_S^2 \underbrace{-K_{Krist.} - K_{Oberfl.} - K_{m.el.}} \right) \sin^2 \gamma \\ &= \left( -\frac{1}{2} \mu_0 M_S^2 \quad -K_{in} \right) \sin^2 \gamma \quad (2.19) \\ &= K_{eff} \sin^2 \gamma \end{aligned}$$

Man fasst  $K_{Krist.}$ ,  $K_{Oberfl.}$ , und  $K_{magnetoel.}$  zur „intrinsischen“ Anisotropie  $K_{in}$  zusammen und diese wiederum mit der Formanisotropie zur „effektiven“, d. h. im Experiment messbaren Anisotropie  $K_{eff}$ .

Im Falle einer biaxialen Anisotropie, die sich z. B. für Kobalt in sehr dünnen Schichten ergeben kann (fcc), erhält man:

$$E_{Ani,biaxial} = K_{eff} \frac{1}{4} \sin^2(2\gamma) \quad (2.20)$$

## 2.2 Zwischenschichtaustauschkopplung bei magnetischen Systemen

In einem Stapel von abwechselnd ferromagnetischen und nichtmagnetischen metallischen Schichten im Bereich weniger Nanometer kommt es zur Zwischenschichtaustauschkopplung der benachbarten ferromagnetischen Schichten. Der Ausdruck „nichtmagnetisch“ wird hier vereinfachend für „diamagnetisch“ oder „paraamagnetisch“ verwendet, es handelt sich hier häufig um Schichten aus Edelmetallen, z. B. Ag, Au oder Cu. Als ferromagnetische Materialien werden häufig Fe, Ni, Co und ihre Legierungen verwendet (Abbildung 2.3). Diese Kopplung kann parallele, antiparallele oder eine um 90° gedrehte Magnetisierung der ferromagnetischen Schichten hervorrufen.

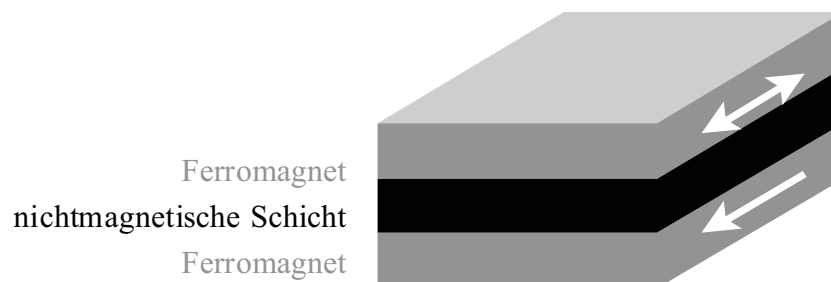


Abbildung 2.3: Illustration der Zwischenschichtkopplung.

Grünberg *et al.* entdeckten 1986 in Fe/Cr/Fe-Dreischichtern eine antiferromagnetische Kopplung der Eisenschichten mittels Lichtstreuung an Spinwellen [gru86]. Carbone und Alvarado konnten 1987 diese Ergebnisse durch SPLEED<sup>1</sup>-Messungen bestätigen [car87]. Einen entscheidenden Fortschritt in der Erforschung von magnetischen Mehrlagensystemen brachte die Entdeckung von Parkin, More und Roche im Jahre 1990 [par90]. Sie konnten an Co/Cr-, Co/Ru- und Fe/Cr-Viellagenschichten zeigen, dass die Magnetisierung benachbarter magnetischer Schichten periodisch zwischen parallel

<sup>1</sup>SPLEED = Spin-Polarized Low-Energy Electron Diffraction

und antiparallel in Abhängigkeit von der Dicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht oszilliert. Da die Zwischenschicht keine statische magnetische Ordnung besitzt, ist die Austauschkopplung indirekt und kommt durch die Metallelektronen der Zwischenschicht zustande [gru99].

Um Aussagen über die Periode und Amplitude dieser Kopplung machen zu können, wurden verschiedene theoretische Modelle untersucht. Dazu gehören:

- Modell nach Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY-Theorie) (z. B. [yaf87b], [bru91], [coe91])
- Modell der freien Elektronen (z. B. [bar92], [eri93])
- Andersonmodell (z. B. [edw91a])
- *ab-initio* Rechnungen (Quantentopfmodelle)

Nach einer phänomenologischen Beschreibung soll auf die Anwendung der RKKY-Theorie auf magnetische Schichtsysteme und auf das Quantentopfmodell eingegangen werden.

## 2.2.1 Phänomenologische Beschreibung

Um die Zwischenschichtaustauschkopplung beschreiben zu können, betrachten wir zunächst die Zwischenschichtkopplungsenergie  $E_i$ . Der folgende Ausdruck beschreibt die drei möglichen Ausrichtungen:

$$\frac{E_i}{A} = -J_L \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{|\vec{M}_1| \cdot |\vec{M}_2|} - J_Q \left( \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{|\vec{M}_1| \cdot |\vec{M}_2|} \right)^2 = J_L \cos(\Delta\theta) - J_Q (\cos(\Delta\theta))^2 \quad (2.21)$$

Hierbei ist  $\Delta\theta$  der Winkel zwischen den Magnetisierungen  $\vec{M}_1$  und  $\vec{M}_2$  der Filme auf beiden Seiten der Zwischenschicht und  $A$  eine Einheitsfläche. Typ und Stärke der Kopplung werden durch die Parameter  $J_L$  und  $J_Q$  bestimmt. Wenn der erste Term mit  $J_L$  überwiegt, spricht man von bilinearer Kopplung, ist  $J_L$  positiv, so ist die Kopplung ferromagnetisch, ansonsten antiferromagnetisch, da das System stets den Zustand geringster Energie anzunehmen versucht. Falls der zweite Term dominiert und  $J_Q$  negativ ist, erhalten wir  $90^\circ$ -Kopplung. Man spricht hier auch von biquadratischer Kopplung.

Betrachtet man nun die Energien für ferromagnetische (F) ( $\Delta\theta = 0$ ) und antiferromagnetische (AF) ( $\Delta\theta = \pi$ ) Kopplung, so lässt sich  $J_L$  auch als Energiedifferenz pro Fläche einführen.

$$J_L = -\frac{E_F - E_{AF}}{2A} \quad (2.22)$$

## 2.2.2 Anwendung der RKKY-Theorie auf die Zwischenschichtaustauschkopplung

Schon 1986 hatten Majkrzak *et al.* Oszillationen an Gd/Y-Schichtsystemen entdeckt [maj86]. Seit der erwähnten Entdeckung von Parkin, More und Roche im Jahre 1990 [par90] konnte an vielfältigen Systemen durch Messung des Magnetowiderstandes oder durch direktere Methoden, wie SPLEED oder MOKE (magneto optic Kerr-effect), gezeigt werden, dass die Zwischenschichtaustauschkopplung annähernd periodisch oszilliert. Gemessen wurden Perioden  $\Lambda$  von 0,5nm bis 2,1nm.

Von mehreren Autoren wurde ein Zusammenhang zur Periode  $\lambda$  der Spindichte-Oszillation, die von einer Lage magnetischer Atome in einer Matrix eines nichtferromagnetischen Metalles induziert wird, vorgeschlagen. Unter der Annahme großer Zwischenschichtabstände kann im Rahmen dieser RKKY-Theorie (nach Ruderman, Kittel, Kasuya, Yosida) eine Periode von  $\lambda = \pi/k_F$  für den Fall einer sphärischen Fermioberfläche mit einem Fermi-Wellenvektor  $k_F$  berechnet werden. So würde sich für Kupfer  $\lambda = \pi/k_F$  zu 0,231nm ergeben, was von der gemessenen Oszillation  $\Lambda$  deutlich abweicht. Außerdem hängt die Kopplungsperiode  $\Lambda$  häufig von der Wachstumsrichtung und Kristallstruktur der nichtferromagnetischen Schicht ab.

Yafet versuchte als erster, das Kopplungsmodell auf Schichtsysteme anzuwenden ([yaf87a] und [yaf87b]). Im Rahmen der RKKY-Theorie wird der Raum zwischen den magnetischen Schichten als kontinuierlich betrachtet. Für die Austauschwechselwirkung zwischen zwei gleichmäßig magnetisierten, unendlich dünnen parallelen Ebenen in einer Distanz  $L$  in einem freien Elektronengas, das den ganzen Raum ausfüllt, erhält man eine Kopplung, die mit  $\sin(k_FL)/L^2$  mit  $L \gg \lambda$  oszilliert. Diese Periode ist identisch mit der Periode, die sich für die Kopplung zwischen zwei magnetischen Verunreinigungen in einem Metall mit freien Elektronen ergibt, mit dem Unterschied, dass die Kopplung im planaren (pseudo 1-dimensionalen) Fall langsamer abfällt ( $1/L^2$ ) als im Fall von Verunreinigungen ( $1/L^3$ ). Die ausgezogene Linie in Abbildung 2.4 zeigt die so berechnete Kopplung  $J(L)$ . Die Oszillation spiegelt die Oszillation der Spindichte wieder, die in einem freien Elektronengas durch eine der beiden magnetischen Schichten induziert wird.

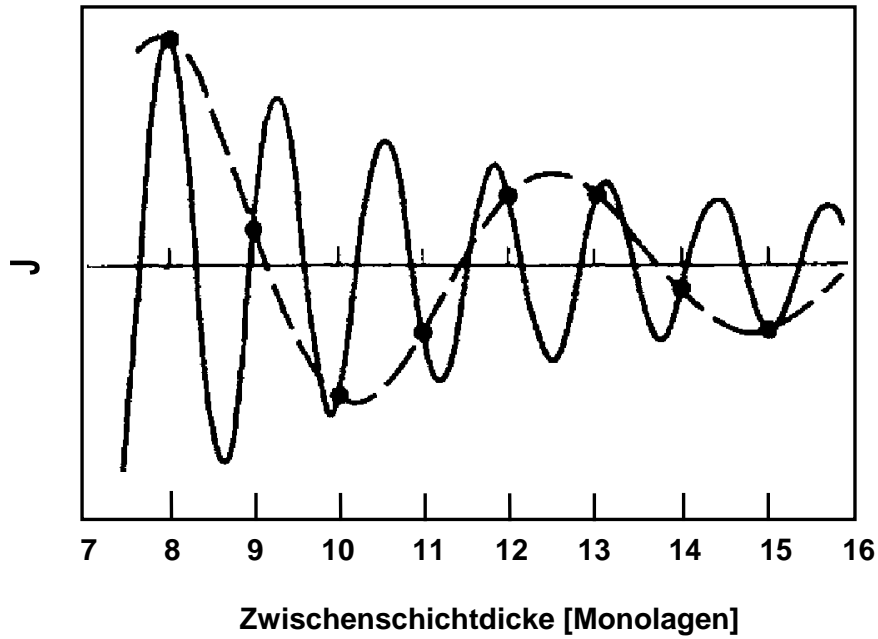


Abbildung 2.4: Ausgezogene Linie: Die Kopplungsfunktion  $J(L)$  für ein monovalentes fcc (100) Material (beliebige Einheiten), berechnet nach dem kontinuierlichen RKKY-Modell. Gebrochene Kurve: Die tatsächliche Kopplungsfunktion für  $L = nd$ . Im Falle von teilweise besetzten atomaren Schichten an den Grenzflächen ist  $J(L)$  auch für gebrochene Werte von  $L/d$  definiert und kann als eine gewichtete Summe von Werten  $J(Nd)$  verstanden werden. (aus [coe91])

Die gebrochene Kurve zeigt, dass die experimentellen Daten besser bestätigt werden, wenn der atomare Aufbau der Zwischenschicht einbezogen wird. Hier wurde die Kopplung nur für Abstände  $L = Nd$  berücksichtigt, wobei  $d$  der Gitterabstand in einer kristallographischen Richtung und  $N$  eine natürliche Zahl ist. Man erhält eine Oszillationsperiode  $\Lambda$ , die wesentlich größer als die zuvor nach der reinen RKKY-Theorie berechnete Periode  $\lambda$  ist [coe91].

Wenn  $J(L)$  mit einer Periode  $\lambda$  oszilliert, dann kann man  $\Lambda$  erhalten, indem man die Wellenzahl  $\pi/\lambda$  auf die erste Brillouin-Zone des eindimensionalen Gitters mit Gitterabstand  $d$  reduziert. Hierbei handelt es sich um eine Projektion auf eine Achse parallel zur Wachstumsrichtung des dreidimensionalen Gitters.  $\Lambda$  ergibt sich dann aus dem Ausdruck

$$\Lambda = \frac{1}{|1/\lambda - n/d|}, \quad (2.23)$$

wobei die natürliche Zahl  $n$  so gewählt wird, dass  $\Lambda \geq 2d$  ist.  $\Lambda$  geht gegen unendlich, falls sich  $\lambda d/n$  nähert [coe91].



### 2.2.3 Quantentopfmodell

Ein heute weitestgehend akzeptierte Modell basiert auf Quanteninterferenz in der Zwischenschicht aufgrund von spinabhängiger Lokalisierung. Hier sollen nun die für die Analyse unserer experimentellen Ergebnisse entscheidenden Aussagen in Anlehnung an das Modell von P. Bruno und C. Chappert ([bru91], [bru95], [bru99]) dargestellt werden.

#### Elementare Diskussion der Quantenlokalisierung

Zunächst soll ein eindimensionaler Quantentopf betrachtet werden (Abbildung 2.5). Der Quantentopf repräsentiert hierbei die Zwischenschicht mit Potential  $V = 0$  und Dicke  $D$ , eingeschlossen von zwei Barrieren A und B mit einer Breite  $L_A$  bzw.  $L_B$  und Potentialen  $V_A$  und  $V_B$ . Hierbei können  $V_A$  und  $V_B$  positiv oder negativ sein. Ebenso können die Barrieren unendliche Breite haben.

Ein zwischen den beiden Barrieren hin und her reflektiertes Elektron mit Wellenvektor  $k^+$  nach rechts und  $k^-$  nach links erfährt bei einem Durchlauf

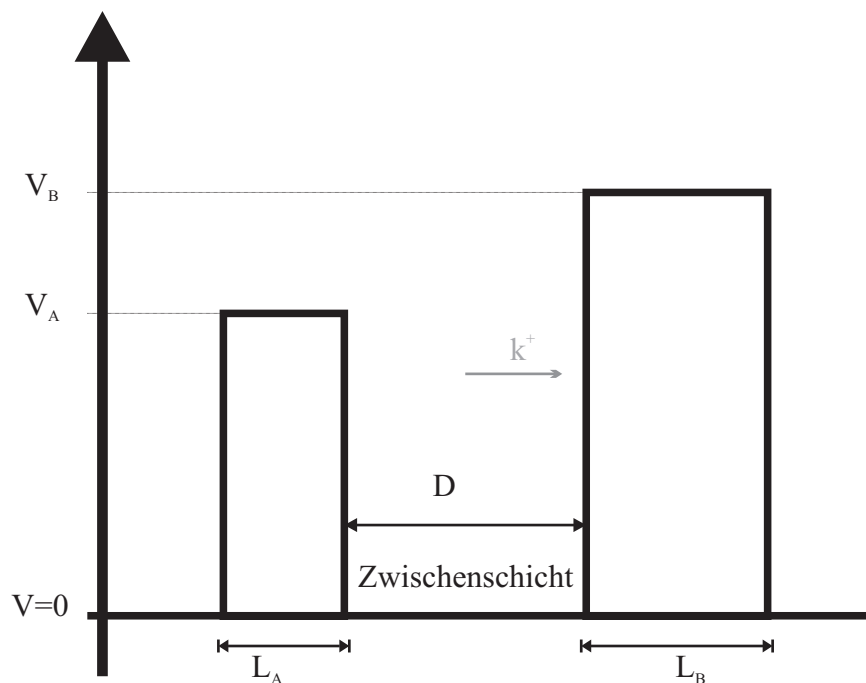


Abbildung 2.5: Die Skizze zeigt die im Modell eingeführten Größen.

mit zwei Reflexionen an den Barrieren A und B eine Phasenverschiebung von

$$\Delta\phi = qD + \phi_A + \phi_B. \quad (2.24)$$

Hierbei bezeichnet  $q$  die Differenz der Wellenvektoren  $k^+ - k^-$  und  $\phi_A$  und  $\phi_B$  die Phasenverschiebung bei der Reflexion an Barriere A bzw. B.

Für konstruktive Interferenz muss die Bedingung

$$\Delta\phi = 2n\pi \quad (2.25)$$

mit natürlicher Zahl  $n$  erfüllt sein.

Die Veränderung der Zustandsdichte in der Zwischenschicht  $\Delta n(\epsilon)$  variiert also mit  $D$  gemäß

$$\cos(qD + \phi_A + \phi_B). \quad (2.26)$$

Berücksichtigt man ferner die Amplituden der Reflexion  $r_A$  und  $r_B$  und eine unendliche Zahl von Durchläufen, so lässt sich für die integrierte Zustandsdichte

$$N(\epsilon) \equiv \int_{-\infty}^{\epsilon} n(\epsilon') d\epsilon' \quad (2.27)$$

berechnen:

$$\Delta N(\epsilon) = -\frac{2}{\pi} \text{Im} \ln (1 - r_A r_B e^{iqD}) \quad (2.28)$$

Festzuhalten ist hier, dass die Oszillationsperiode nicht von der Lokalisationsstärke  $|r_A r_B|$  abhängt, sondern nur vom Wellenvektor  $q \equiv k^+ - k^-$ , nämlich  $\Lambda = 2\pi/q$ .

Mit dieser Lokalisierung ist eine Energiedifferenz  $\Delta E$  verbunden:

$$\Delta E = \frac{2}{\pi} \text{Im} \int_{-\infty}^{+\infty} \ln (1 - r_A r_B e^{iqD}) d\epsilon \quad (2.29)$$

Für den dreidimensionalen Fall erhält man

$$\Delta N(\epsilon) = -\frac{1}{2\pi^3} \text{Im} \int d^2\mathbf{k}_{\parallel} \ln (1 - r_A r_B e^{iq_{\perp} D}) \quad (2.30)$$

und

$$\Delta E = \frac{1}{2\pi^3} \text{Im} \int d^2\mathbf{k}_{\parallel} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\epsilon) \ln (1 - r_A r_B e^{iq_{\perp} D}) d\epsilon. \quad (2.31)$$

## Kopplung als Folge der Quantenlokalisierung

Für eine paramagnetische Schicht, die von zwei ferromagnetischen Schichten A und B eingeschlossen wird, sind die Reflexionskoeffizienten auf beiden Seiten der paramagnetischen Schicht spinabhängig. Zunächst kann der Winkel  $\Delta\theta$  zwischen den Magnetisierungsrichtungen der beiden Schichten jeden Wert annehmen, betrachtet werden soll jedoch nur der Fall für parallele ( $\Delta\theta = 0$ ) und antiparallele ( $\Delta\theta = \pi$ ) Magnetisierung.

Definiert man als Spinasymmetrie

$$\Delta r \equiv \frac{r^\uparrow - r^\downarrow}{2}, \quad (2.32)$$

so lässt sich im Falle schwacher Lokalisierung die Energiedifferenz berechnen:

$$E_F - E_{AF} \approx -\frac{1}{\pi^3} \text{Im} \int d^2\mathbf{k}_\parallel \int_{-\infty}^{+\infty} f(\epsilon) \Delta r_A \Delta r_B e^{iq_\perp D} d\epsilon \quad (2.33)$$

Dieser Ausdruck für die Zwischenschichtaustauschkopplung lässt sich physikalisch einfach verstehen. Die Integration über die erste zweidimensionale Brillouinzone und über die Energie bis zur Fermikante zeigt, dass die Kopplung die Summe über die Beiträge aller besetzten Elektronenzustände ist. Die Beiträge des jeweiligen Zustandes der Energie  $\epsilon$  und des Wellenvektors  $\mathbf{k}_\parallel$  in Schichtebene besteht aus einem Produkt mit drei Faktoren: Die zwei Faktoren  $\Delta r_A$  und  $\Delta r_B$  spiegeln die Spinasymmetrie der Lokalisierung aufgrund der magnetischen Schichten A und B wieder, wogegen der Exponentialfaktor  $e^{iq_\perp D}$  den Verlauf in der Schicht beschreibt und für die Interferenz verantwortlich ist. Dieser Ansatz zeigt den auch experimentell durch Photoemission gezeigten Zusammenhang zwischen Spinlokalisierung und Zwischenschichtaustauschkopplung.

Für große Schichtdicken  $D$  oszilliert der Exponentialterm schnell und es kommt zu gegenseitiger Auslöschung von Beiträgen einzelner Zustände. Da die Integration aber bei der Fermienergie abbricht, tragen die Zustände in der Nähe der Fermienergie überwiegend zur Kopplung bei. Außerdem tragen nur Wellenvektoren zur Kopplung bei, die in der Nähe der kritischen Vektoren  $\mathbf{k}_\parallel^\alpha$  sind, wo also  $q_{\perp Fermi}$  stationär ist.

Nutzt man beide Tatsachen bei der Berechnung der Integrale aus, so ergibt sich für die Kopplungskonstante  $J$ :

$$J(D) = \text{Im} \sum_{\alpha} \frac{\hbar v_{\perp}^{\alpha} \kappa_{\alpha}}{4\pi^2 D^2} \Delta r_A^{\alpha} \Delta r_B^{\alpha} e^{iq_{\perp}^{\alpha} D} \cdot F\left(\frac{2\pi k_B T D}{\hbar v_{\perp}^{\alpha}}\right), \quad (2.34)$$

mit

$$F(x) \equiv \frac{x}{\sinh x} \quad (2.35)$$

und

$$\kappa_\alpha \equiv (\kappa_x^\alpha)^{1/2} (\kappa_y^\alpha)^{1/2} \quad (2.36)$$

Hierbei beziehen sich  $q_\perp^\alpha$ ,  $v_\perp^\alpha$ ,  $\Delta r_A^\alpha$  und  $\Delta r_B^\alpha$  auf die kritischen Vektoren  $\mathbf{k}_\parallel^\alpha$ ,  $\kappa_x^\alpha$  und  $\kappa_y^\alpha$  bezeichnen den Krümmungsradius der Fermikugel an der Stelle  $(k_\parallel^\alpha, k_\perp^{+\alpha})$  bzw.  $(k_\parallel^\alpha, k_\perp^{-\alpha})$ . Die Geschwindigkeit  $v_\perp^\alpha$  ist eine Kombination der Gruppengeschwindigkeiten bei den Extrema  $k_{\perp Fermi}^+$  und  $k_{\perp Fermi}^-$ .

Die Analyse zeigt, dass für große Schichtdicken  $D$  nur Terme für Zustände übrig bleiben, die einen Wellenvektor  $\mathbf{k}_\parallel^\alpha$  in der Ebene haben, so dass der *Spanning*-Vektor der Fermioberfläche  $q_{\perp Fermi} = k_{\perp Fermi}^+ - k_{\perp Fermi}^-$  stationär ist bezüglich  $\mathbf{k}_\parallel$  für  $\mathbf{k}_\parallel = \mathbf{k}_\parallel^\alpha$ . Der zugehörige Anteil oszilliert mit einem Wellenvektor  $q_{\perp Fermi}^\alpha$ . Diese Auswahlregel wurde zuerst in Zusammenhang mit dem RKKY-Modell nachgewiesen [bru91]. Je nach der kristallographischen

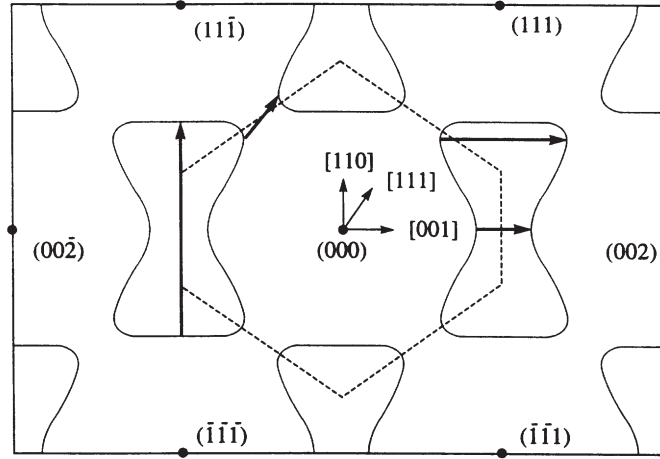


Abbildung 2.6: Schnitt der Fermioberfläche von Kupfer entlang der  $(1\bar{1}0)$ -Ebene. Die Punkte veranschaulichen die reziproken Gittervektoren, die gestrichelte Linie die Grenzen der ersten Brillouin-Zone. Die eingezeichneten Pfeile zeigen die Vektoren  $q_\perp^\alpha$  der Oszillationsperioden für die jeweilige Richtung. Der gewählte Schnitt zeigt für die  $(100)$ -Richtung nur einen dieser Vektoren. [bru99].

Richtung kann es mehrere solcher stationärer Vektoren auf der Fermioberfläche geben.

Die genannte Auswahlregel erlaubt es, die Oszillationsperiode oder -perioden der Zwischenschichtaustauschkopplung in Abhängigkeit von der Zwischenschichtdicke aufgrund der Untersuchung der Fermi-Oberflächen im Massivmaterial vorauszusagen.

Abbildung 2.6 veranschaulicht dies anhand der Fermioberfläche des Kupfers. Für die (111)-Richtung wird eine lange Periode vorausgesagt, für die (001)-Richtung eine lange und eine kurze und für die (110) vier verschiedene.

Für Kupfer(111) im System  $Co/Cu/Co$  ergibt sich eine Periode von 4,5 Atomlagen, dies entspricht bei einem Gitterebenenabstand von 0,208nm einer Periode von 0,936nm. Für Kupfer (001) im System  $Co/Cu/Co$  erhält man Perioden von 2,6 und 5,9 Atomlagen. Bei einem Gitterebenenabstand von 0,180nm folgen daraus Perioden von 0,468nm und 1,062nm.

Im Rahmen dieses Modells kann ebenfalls gezeigt werden, dass die Zwischenschichtaustauschkopplung auch in Abhängigkeit von einer äußeren Schutzschicht oszilliert [bru99].

## 2.2.4 Zusammenfassung der Modelle

Alle Modelle sagen für die Abhängigkeit der Kopplungskonstanten  $J$  von der Zwischenschichtdicke  $D$  für den Fall großer Zwischenschichtdicken im Wesentlichen den gleichen funktionalen Zusammenhang voraus [sti99]:

$$J(D) = \sum_{\alpha} \frac{J^{\alpha}}{D^2} \sin(q_{\perp}^{\alpha} D + \phi^{\alpha}) \quad (2.37)$$

Jeder mit  $\alpha$  bezeichnete kritische Punkt mit kritischen *Spanning*-Vektor  $q_{\perp}^{\alpha}$ , Kopplungsstärke  $J_{\alpha}$  und Phase  $\phi_{\alpha}$  liefert einen Beitrag. Vergleiche hierzu auch Gleichung (2.34).

In allen Modellen wird die Oszillationsperiode durch die kritischen *Spanning*-Vektoren in der Fermioberfläche der Zwischenschicht berechnet:

$$\Lambda^{\alpha} = \frac{2\pi}{q_{\perp}^{\alpha}} \quad (2.38)$$

Die berechnete Kopplungsstärke hängt jedoch vom Modell ab. Eine Möglichkeit wurde in Abschnitt 2.2.3 beschrieben.

Auf die Schwierigkeiten beim Vergleich der experimentellen Daten und der Modelle weist M. D. Stiles hin [sti99]. Viele Probleme ergeben sich daraus, experimentell Schichtsysteme herzustellen, die den idealen Voraussetzungen der Modelle ausreichend nahe kommen, bzw. das gewählte Modell soweit auszuweiten, dass es alle experimentellen Einschränkungen berücksichtigt. So sind zum Beispiel die Grenzflächen meist nicht ausreichend perfekt, um sie zu modellieren. Andere Unordnungen können zwar in geeigneter Näherung theoretisch behandelt werden, es liegen jedoch häufig nicht genügend experimentelle Daten über Art und Stärke der Unordnung vor.

Dickenfluktuationen stellen die einfachste Art von Unordnung da. Trotz zusätzlicher Effekte kann der größte Einfluss berücksichtigt werden, indem die Kopplung über die Dickenverteilung gemittelt wird.

Eine endliche Temperatur reduziert die Amplitude der Kopplung ebenfalls. Gleichung (2.35) gibt z. B. die Temperaturabhängigkeit im Quantentopfmodell explizit an. Jedoch wird in keinem der Modelle eine akkurate Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der ferromagnetischen Magnetisierung eingebaut.

Eine letzte experimentelle Schwierigkeit stellt die Festlegung der Kopplungsstärke aus den gemessenen Eigenschaften dar. Häufig erfolgt die Bestimmung der Kopplungsstärke, indem die Eigenschaften des Systems mit Hilfe eines Modelles simuliert werden. Hierbei werden die Parameter des Modells inklusive der Kopplungsstärke solange angepasst, bis sie den gemessenen Eigenschaften entsprechen. Dieses Verfahren hängt natürlich stark davon ab, ob für alle Energien im System ein zutreffendes Modell gewählt wurde. In der Regel beinhalten solche Modelle strikte Eigenschaften, die jedoch in den Messungen aufgrund der stets vorhanden Unordnung verschmiert sind. Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Modell wird in Abschnitt 2.4 vorgestellt.

Beinhalten die Messungen Ummagnetisierungsprozesse, so müssen die magnetischen Momente der Schichten bestimmt werden. Zur Abschätzung wird häufig die Schichtdicke der ferromagnetischen Schicht und die Sättigungsmagnetisierung im Massivmaterial verwendet. Dieser Weg wird auch für die Analyse der hier untersuchten Schichtsysteme gewählt.

### 2.2.5 Stoner-Wohlfarth-Modell

E. C. Stoner und E. P. Wohlfarth führten 1948 ein Modell zur Berechnung von Hysteresekurven ein [ston48], indem sie eine Ummagnetisierung durch eine kohärente Drehung der Spins aller Atome in einem Eindomänenteilchen unter dem Einfluss eines äußeren Feldes beschrieben. H. Holloway und D. J. Kubinski erweiterten dieses Modell und wandten es auf magnetische Schichtsysteme

an [holl98]. Die Anwendung auf hysteresefreie Kupfer/Permalloy-Multilagen zeigte unsere Arbeitsgruppe bereits in [hue99].

Hier soll es nun für magnetische Dreilager eingeführt und in einem zweiten Absatz für hysteresebehaftete Multilagen angepasst werden.

### Modellbildung für die Anwendung auf magnetische Schichtsysteme

Das Stoner-Wohlfarth-Modell wurde für Eindomänenteilchen entwickelt. Um es auf magnetische Schichtsysteme anwenden zu können, müssen Annahmen zum Aufbau des Schichtsystems gemacht werden. Die weiteren Berechnungen in dieser Arbeit beruhen auf den folgenden Punkten:

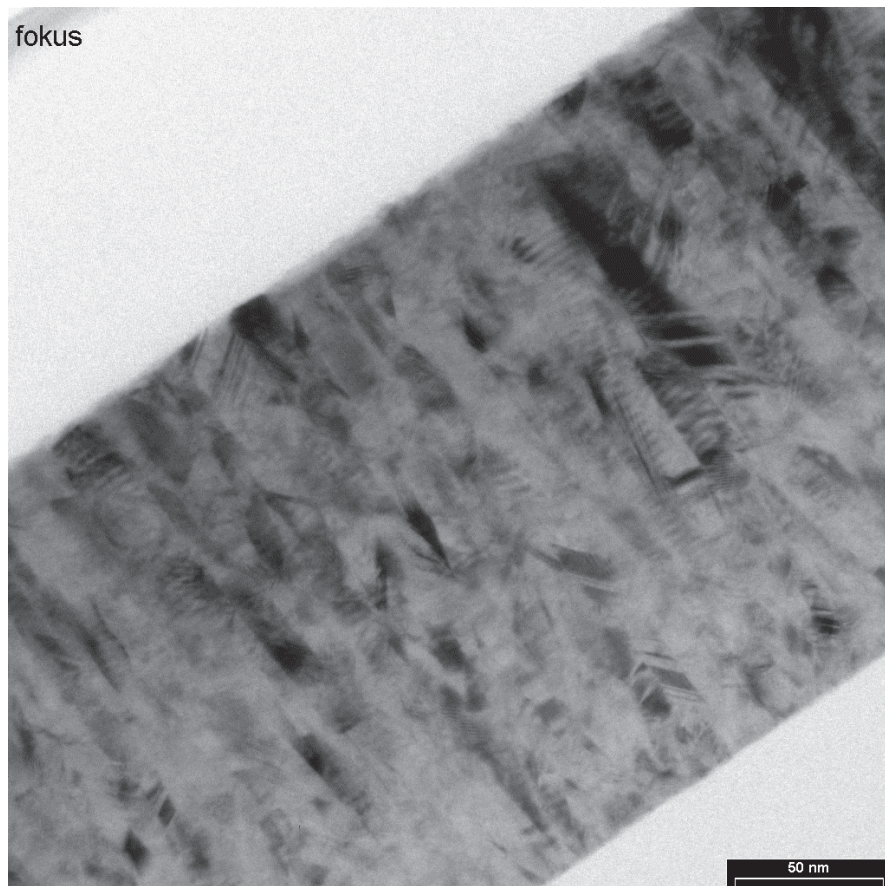


Abbildung 2.7: TEM-Aufnahme des Schichtsystems  $Py_{1,9nm} / \{Cu_{1,7nm} / Py_{1,6nm}\}_{60}$  (Präparation und Aufnahme: G. Haindl)

- Zunächst wird angenommen, dass das Schichtsystem kolumnar aufwächst, was durch TEM-Messungen (siehe Abbildung 2.7) bestätigt wird. Innerhalb einer Säule ist aufgrund der gleichen Kristallrichtung auch die leichte Achse stets gleich ausgerichtet.
- Die leichten Achsen befinden sich aufgrund der Formanisotropie stets in der Schichtebene.
- Benachbarte Kolumnen beeinflussen sich nicht gegenseitig.
- Die Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  entspricht in erster Näherung dem Wert im Massivmaterial.
- Die Energie des Systems wird durch die Magnetisierungsrichtungen der benachbarten magnetischen Schichten bestimmt. Das System nimmt jedoch nicht zwingend das absolute Energieminimum an, sondern kann auch in einem lokalen Minimum gefangen sein.
- Nach dem Aufwachsen besteht bei antiferromagnetischer Kopplung eine ideale antiferromagnetische Ausrichtung der magnetischen Schichten.

Aus den dargestellten Annahmen ergeben sich auch die Einschränkungen des Modells. Insbesondere können die weitauslaufenden Schwänze für hohe Felder nicht erfasst werden, da Schichtdickenschwankungen nicht berücksichtigt werden.

### Stoner-Wohlfarth-Modell für Dreilager

Zunächst wird ein System bestehend aus einer magnetischen Bufferschicht, einer unteren Magnetschicht, einer nichtmagnetischen Zwischenschicht und einer oberen Magnetschicht betrachtet (Abbildung 2.8).

Zusätzlich zur Zwischenschichtaustauschenergie müssen die anderen magnetischen Energien erfasst werden. Hierzu gehören die Zeemanenergie  $E_Z$  und die Anisotropieenergie  $E_{Ani}$ .

Definiert man nun die Richtung des äußeren Feldes als x-Achse, so ergeben sich für die Winkel zwischen äußerem Feld und der Magnetisierung die Winkel  $\theta_B$ ,  $\theta_U$  und  $\theta_O$ , für die Richtung der leichten Achsen in den jeweiligen Schichten die Winkel  $\alpha_B$ ,  $\alpha_U$  und  $\alpha_O$  (Abbildung 2.9).



Obere Magnetschicht (O)
Nichtmagnetische Schicht
Untere Magnetschicht (U)
Buffer-Magnetschicht (B)

Abbildung 2.8: Aufbau eines magnetischen Dreilagere. Die beiden unteren Schichten koppeln ferromagnetisch und verhalten sich daher wie eine einzige magnetische Schicht.

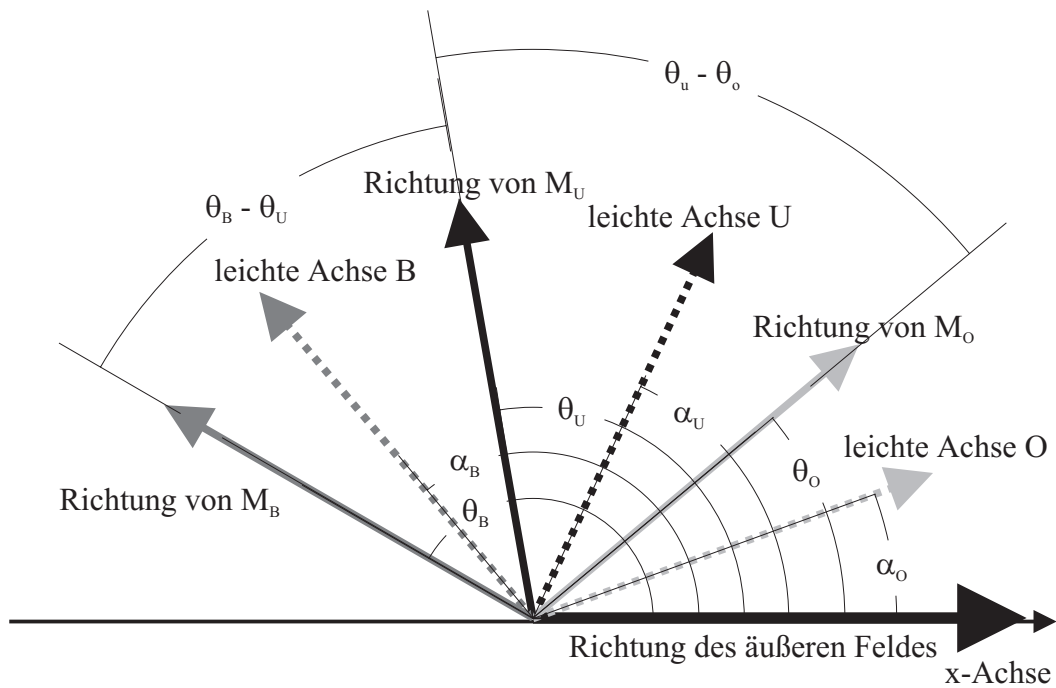


Abbildung 2.9: Magnetische Konfiguration eines Dreilagere mit Bufferschicht.

Die Zeeman-Energie, ebenfalls bezogen auf die Fläche, beträgt somit für das System:

$$\begin{aligned}
E_{Zeeman}/A &= -\mu_0 \cdot M_{S,B} \cdot d_B \cdot H \cdot \cos\theta_B \\
&\quad -\mu_0 \cdot M_{S,U} \cdot d_U \cdot H \cdot \cos\theta_U \\
&\quad -\mu_0 \cdot M_{S,O} \cdot d_O \cdot H \cdot \cos\theta_O
\end{aligned} \tag{2.39}$$

Hierbei bezeichnet  $M_S$  die Sättigungsmagnetisierung für das jeweilige Material und  $d$  seine Dicke.

Für die Anisotropie-Energie erhält man im uniaxialen Fall gemäß Gleichung (2.20) für die drei Schichten:

$$\begin{aligned}
E_{Ani}/A &= K_{eff,B} \cdot d_B \cdot \sin(\theta_B - \alpha_B)^2 \\
&\quad + K_{eff,U} \cdot d_U \cdot \sin(\theta_U - \alpha_U)^2 \\
&\quad + K_{eff,O} \cdot d_O \cdot \sin(\theta_O - \alpha_O)^2
\end{aligned} \tag{2.40}$$

Bevor nun die Energierme zusammengefasst werden, muss man berücksichtigen, dass die Buffer-Magnetschicht und die untere Magnetschicht ferromagnetisch koppeln, sodass  $\theta_B = \theta_U$ .

Somit ergibt sich für die Summe von Zeeman- (Gleichung 2.39), Anisotropie- (Gleichung 2.40) und Zwischenschichtaustauschenergie (Gleichung 2.21):

$$\begin{aligned}
E_{gesamt}/A &= (E_{Zeeman} + E_{Ani} + E_{Zwischenschichtaustausch})/A \\
&= -\mu_0 \cdot M_{S,B} \cdot d_B \cdot H \cdot \cos\theta_U \\
&\quad -\mu_0 \cdot M_{S,U} \cdot d_U \cdot H \cdot \cos\theta_U \\
&\quad -\mu_0 \cdot M_{S,O} \cdot d_O \cdot H \cdot \cos\theta_O \\
&\quad + K_{eff,B} \cdot d_B \cdot \sin(\theta_U - \alpha_B)^2 \\
&\quad + K_{eff,U} \cdot d_U \cdot \sin(\theta_U - \alpha_U)^2 \\
&\quad + K_{eff,O} \cdot d_O \cdot \sin(\theta_O - \alpha_O)^2 \\
&\quad - J_L \cos(\theta_U - \theta_O) - J_Q (\cos(\theta_U - \theta_O))^2
\end{aligned} \tag{2.41}$$

Beachtet man nun den Fall verschwindender Anisotropie für den Bufferlayer, wie es z. B. für Permalloy zutrifft, so vereinfacht sich Gleichung (2.41) zu:

$$\begin{aligned}
E_{gesamt}/A &= (E_{Zeeman} + E_{Ani} + E_{Zwischenschichtaustausch})/A \\
&= -\mu_0 \cdot (M_{S,B} \cdot d_B + M_{S,U} \cdot d_U) \cdot H \cdot \cos\theta_U \\
&\quad -\mu_0 \cdot M_{S,O} \cdot d_O \cdot H \cdot \cos\theta_O \\
&\quad + K_{eff,U} \cdot d_U \cdot \sin(\theta_U - \alpha_U)^2 \\
&\quad + K_{eff,O} \cdot d_O \cdot \sin(\theta_O - \alpha_O)^2 \\
&\quad - J_L \cos(\theta_U - \theta_O) - J_Q (\cos(\theta_U - \theta_O))^2
\end{aligned} \tag{2.42}$$

Im Falle einer biaxialen Anisotropie sind die entsprechenden Terme gemäß Gleichung (2.20) zu ersetzen. Berücksichtigt werden muss auch die Möglichkeit unterschiedlicher Anisotropie in den beiden magnetischen Schichten. Welche Beschreibung zutrifft, ist im Experiment durch winkelaufgelöste Messung der Magnetisierung und/oder des Magnetowiderstandes zu entscheiden.

### Weitere Vereinfachungen

Um weitere Aussagen über gemessene Ergebnisse machen zu können, ist es sinnvoll zusätzlich anzunehmen, dass die Anisotropie in allen Schichten verschwindet, also auch  $K_{eff,U} = K_{eff,O} = 0$ . Das Verschwinden der Anisotropie bewirkt bei ferromagnetischer Kopplung außerdem, dass  $\theta_U = -\theta_O = \theta$  wird. Damit folgt aus Gleichung (2.42):

$$\begin{aligned}
E_{gesamt}/A &= -\mu_0 \cdot (M_{S,B} \cdot d_B + M_{S,U} \cdot d_U + M_{S,O} \cdot d_O) \cdot H \cdot \cos\theta \\
&\quad - J_L \cos(2\theta) - J_Q (\cos(2\theta))^2
\end{aligned} \tag{2.43}$$

Aus der Energieminimierung  $\frac{\delta}{\delta\theta} E_{gesamt} = 0$  folgt dann:

$$H(\theta) = -4\cos\theta \cdot \frac{J_L + 4J_Q \cos^2\theta - 2J_Q}{\mu_0 M^* d_{FM}}, \tag{2.44}$$

wobei für  $M^*$  gilt

$$M^* = \frac{(M_{S,B} \cdot d_B + M_{S,U} \cdot d_U + M_{S,O} \cdot d_O)}{d_{FM}} \tag{2.45}$$

und  $d_{FM} = d_B + d_U + d_O$  bezeichnet die Summe der Dicken aller ferromagnetischen Schichten.

Geht das System bei  $H = H_{sat}$  in Sättigung, wird also  $\theta = 0$ , so ergibt sich:

$$H_{Sat} = -4 \cdot \frac{J_L + 2J_Q}{\mu_0 M^* d_{FM}} \quad (2.46)$$

Führen wir nun noch eine mittlere Kopplungskonstante  $J^* = J_L + 2J_Q$  ein, so vereinfacht sich dies zu

$$H_{Sat} = -4 \cdot \frac{J^*}{\mu_0 M^* d_{FM}}. \quad (2.47)$$

### Stoner-Wohlfarth-Modell für Multilayer

Multilayer lassen sich in Superzellen aufteilen; dies wird in Abbildung 2.10 wiedergegeben.



Abbildung 2.10: Aufbau eines Multilayers. Um parallele und antiparallele Magnetisierung korrekt beschreiben zu können, muss für die magnetische (im Gegensatz zur kristallographischen) Beschreibung eine Superzelle zwei ferromagnetische Schichten umfassen.

Hierbei wurde angenommen, dass der Multilayer aus genau einem magnetischen und einem nichtmagnetischen Material aufgebaut ist und dass die Schichtdicken in jeder Superzelle identisch sind. Schon ab wenigen Doppellagen verschwindet der Einfluss der Bufferschicht und kann daher in der Regel vernachlässigt werden. Für die Gesamtenergie ergibt sich für diesen Fall:

$$\begin{aligned}
E_{gesamt}/A &= (E_{Zeeman} + E_{Ani} + E_{Zwischenschichtaustausch})/A \\
&= -\mu_0 \cdot M_S \cdot d \cdot H \cdot \cos\theta_I \\
&\quad -\mu_0 \cdot M_S \cdot d \cdot H \cdot \cos\theta_{II} \\
&\quad +K_{eff} \cdot d \cdot \sin(\theta_I - \alpha_I)^2 \\
&\quad +K_{eff} \cdot d \cdot \sin(\theta_{II} - \alpha_{II})^2 \\
&\quad -2J_L \cos(\theta_U - \theta_O) - 2J_Q (\cos(\theta_U - \theta_O))^2
\end{aligned} \tag{2.48}$$

Der Faktor zwei in der letzten Zeile berücksichtigt die Kopplung zur nächsten oberen und zur nächsten unteren magnetischen Schicht.

## 2.3 GMR-Effekt

Unter Magnetowiderstand (Magnetoresistance = MR) versteht man die Änderung des elektrischen Widerstandes eines Leiters in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfeldes. In nichtmagnetischen Leitern, wie z. B. Kupfer oder Gold basiert der MR-Effekt auf der Lorentz-Kraft, die ein magnetisches Feld auf sich bewegende Elektronen ausübt; dieser Effekt ist in der Regel ziemlich klein. In magnetischen Materialien und Mikrostrukturen trägt die Spinpolarisation der Elektronen zum MR-Effekt bei und sorgt für große Effekte bei kleinen Feldern.

### 2.3.1 Voraussetzungen

Voraussetzung für das Auftreten des GMR-Effektes in Schichtsystemen ist eine antiparallele Ausrichtung benachbarter magnetischer Schichten ohne äußeres Feld. Anlegen des äußeren Feldes sorgt dann für die parallele Ausrichtung dieser Schichten. Die antiparallele Ausrichtung kann dabei auf verschiedenen Wegen erreicht werden:

**Antiferromagnetische Kopplung:** Die nichtmagnetische Schicht wird so gewählt, dass benachbarte magnetische Schichten aufgrund der Zwischenschichtaustauschkopplung antiferromagnetisch ausgerichtet sind.

**Materialien mit verschiedener Koerzitivität:** Man verwendet magnetische Materialien mit verschiedener Koerzitivfeldstärke. So erreicht man, dass eine Schicht eher in die Richtung des äußeren Feldes dreht als die andere. Zu beachten ist, dass hier die antiparallele Ausrichtung nicht bei Null-Feld, sondern erst bei der kleineren der beiden Koerzitivfeldstärken erreicht wird.

**Pinning:** Mit Hilfe eines (künstlichen) Antiferromagneten wird eine der magnetischen Schichten festgehalten, während die andere frei dreht.

In einem gegebenen System kommen häufig Kombinationen mit unterschiedlich starkem Einfluss vor. Multilagenn werden in der Regel so aufgebaut, dass die magnetischen Schichten antiferromagnetisch koppeln. Ungekoppelte Systeme, meist in der Form magnetischer Dreilagenn, werden auch als Spinvalves bezeichnet.

### 2.3.2 Elektronentransport in magnetischen Systemen

Streuprozesse der Leitungselektronen sind die Ursache des elektrischen Widerstandes von Metallen. Im Massivmaterial sind es Phononen und Kristalldefekte, die zur Streuung beitragen. Der spezifische Widerstand  $\rho$  wird in diesem Fall durch die Drude-Sommerfeld-Formel beschrieben:

$$\rho = \frac{m^* \nu_F}{ne^2 l_\infty} \quad (2.49)$$

Hierbei ist  $m^*$  die effektive Masse der Elektronen,  $\nu_F$  die Fermigeschwindigkeit,  $n$  die Elektronendichte und  $l_\infty$  die mittlere freie Weglänge.

In einem System dünner Schichten ist der Einfluss der Ober- und Grenzflächenstreuung jedoch nicht mehr zu vernachlässigen, da die Schichtdicken in den Bereich der mittleren freien Weglänge rücken. Dieser Anteil hängt von der Dicke  $d$  und der mittleren freien Weglänge  $l_\infty$  ab. Fuchs gab im Jahr 1938 eine Beziehung für den Widerstand in Abhängigkeit der Schichtdicke an:

$$\frac{\rho_\infty}{\rho(d)} = 1 - \frac{3}{2} \cdot \int_0^\infty \left( \frac{1}{t^3} - \frac{1}{t^5} \right) \frac{1 - \exp\left(-\frac{d}{l_\infty} t\right)}{1 - p \exp\left(-\frac{d}{l_\infty} t\right)} dt \quad (2.50)$$

Die phänomenologische Größe  $p$  („Spiegelparameter“) beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Elektron an der Oberfläche ohne Verlust seines

Impulses in Feldrichtung gespiegelt wird. Eine ausführliche Diskussion dieser Berechnung und ihre Anwendung auf Schichtsysteme lässt sich [rei99] entnehmen.

Streuprozesse sind in der Mehrzahl elastisch, d. h. es kommt zu keinen oder nur geringen Energieüberträgen. Aufgrund des Pauli-Prinzips dürfen Elektronen nur in freie Zustände streuen, sodass lediglich Zustände in der Nähe der Fermikante als Endzustände in Frage kommen. Je größer die Anzahl freier Zustände im erreichbaren Energieband sind, desto höher ist die Streuwahrscheinlichkeit und somit der Widerstand:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} \propto D(E_F) \quad (2.51)$$

Hierbei ist  $\sigma$  die spezifische Leitfähigkeit und  $D(E_F)$  die Zustandsdichte der Elektronen an der Fermikante.

Zur Erklärung des GMR-Effektes sind jedoch zwei weitere Beobachtungen entscheidend. Die Wahrscheinlichkeit für eine Spin-Flip-Streuung ist wesentlich geringer als spinerhaltende Streuung. I. A. Campbell und A. Fert schlugen deshalb vor, die Spinströme der  $\uparrow$ - und  $\downarrow$ -Elektronen getrennt zu behandeln und ihre Leitfähigkeiten zu addieren [cam82].

In einem Ferromagneten sind außerdem die Zustandsdichten für beide Elektronenarten verschieden, sodass Gleichung (2.52) wie folgt abzuändern ist:

$$\rho_\sigma \propto D_\sigma(E_F) \quad (2.52)$$

Hierbei gibt der Index  $\sigma = \uparrow, \downarrow$  die Spinrichtung der Elektronen an. Der Widerstand für  $\uparrow$ - und  $\downarrow$ -Elektronen kann folglich stark voneinander abweichen, insbesondere bei ferromagnetischen Übergangsmetallen [mat91].

### 2.3.3 Definition des GMR und das Zweikanalmodell

Der Riesenmagnetowiderstand ist definiert als Differenz der Widerstände bei paralleler und antiparalleler Ausrichtung benachbarter magnetischer Schichten im Verhältnis zum Widerstand bei antiparalleler Ausrichtung:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}} \quad (2.53)$$

J. Mathon führte 1991 ein einfaches Zweikanalmodell ein [mat91], dessen Idee und Ergebnisse kurz dargestellt werden sollen. Die durchgeführten Rechnungen lassen sich z. B. [heiD] entnehmen.

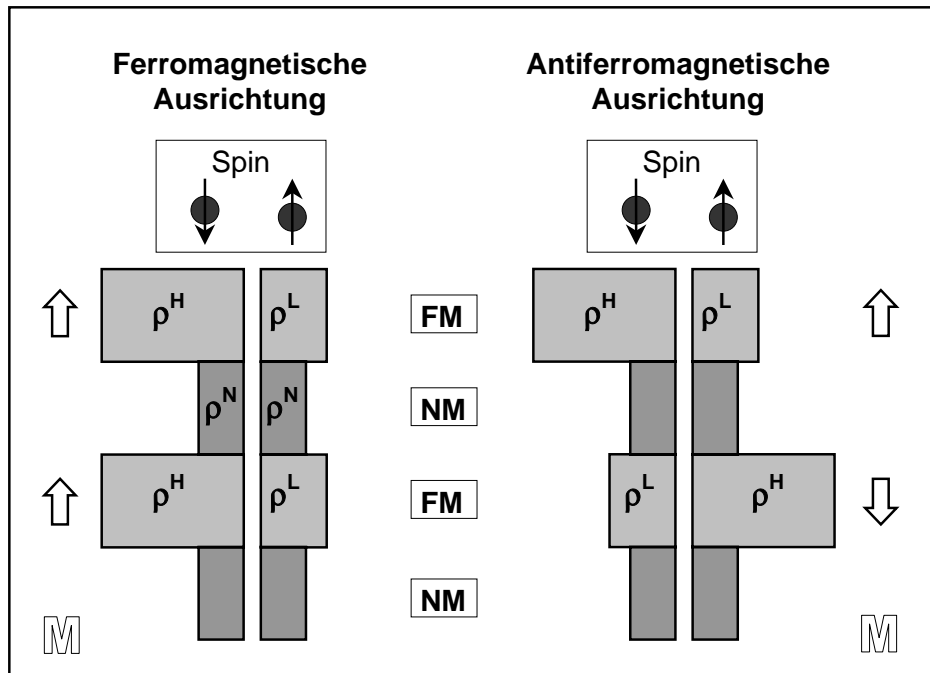


Abbildung 2.11: Lokale Widerstände in einer Multilagen-Einheitszelle aus abwechselnd ferromagnetischem („FM“) und nichtmagnetischem („NM“) Material (aus [heiD]).

Wie oben beschrieben sind die Widerstände für den jeweils betrachteten Spinkanal je nach Magnetisierung der magnetischen Schicht verschieden. Bei ferromagnetischer Ausrichtung erfahren die Majoritäts-Elektronen in allen Schichten einen geringen Widerstand, die Minoritäts-Elektronen jeweils einen großen. Bei antiferromagnetischer Ausrichtung erfahren beide Spinkanäle abwechselnd einen großen, dann einen kleinen Widerstand (Abbildung 2.11).

Das Zweikanalmodell setzt voraus, dass die mittlere freie Weglänge in der Größenordnung der Schichtdicken oder größer ist<sup>2</sup>. Dann kann man in erster Näherung unabhängig von der verwendeten Messgeometrie annehmen, dass für den jeweiligen Spinkanal über die Widerstände gemittelt werden kann.

Führt man nun die Parameter  $\alpha$  und  $\beta$

$$\alpha = \frac{\rho^H}{\rho^N} \quad \beta = \frac{\rho^L}{\rho^N} \quad (2.54)$$

<sup>2</sup>Diese Annahme ist jedoch häufig nicht zutreffend, da nicht die mittlere freie Weglänge der Elektronen im Massivmaterial, sondern die tatsächlich in dünnen Schichten anzutreffende freie Weglänge zu berücksichtigen ist (z. B. [rei99]).



und den Asymmetriefaktor

$$\gamma = \frac{\alpha}{\beta} = \frac{\rho^H}{\rho^L} \quad (2.55)$$

ein, so lässt sich Gleichung (2.53) schreiben als:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{(\alpha - \beta)^2}{4 \left(\alpha + \frac{N}{M}\right) \left(\beta + \frac{N}{M}\right)} = \frac{(\gamma - 1)^2}{4 \left(\gamma + \frac{1}{\beta} \cdot \frac{N}{M}\right) \left(1 + \frac{1}{\beta} \cdot \frac{N}{M}\right)} \quad (2.56)$$

Hierbei bezeichnen  $M$  und  $N$  die Schichtdicken der magnetischen und nichtmagnetischen Schicht,  $\rho^N$  den Widerstand der nichtmagnetischen Schicht und  $\rho^L$  (Low) den Widerstand für den Majoritätsspinkanal und  $\rho^H$  (High) für den Minoritätsspinkanal in der magnetischen Schicht.

Eine Diskussion dieses Modells findet sich ebenfalls in [heiD].

### 2.3.4 Modell zum GMR-Effekt in Dreilagern

Die Forschungen der letzten Jahre haben gezeigt, dass der erreichte GMR-Effekt von vielen physikalischen Parametern abhängen. Hierzu gehören z. B. die Wahl der ferromagnetischen und nichtmagnetischen Materialien, ihre Dicke, die Art des Pinning, die gewählte Deckschicht, die atomare Struktur von Grenz- und Oberflächen oder die Dichte von Defekten innerhalb der Schichten.

Die von R. E. Camley und J. Barnaś entwickelte Theorie des GMR basiert auf einem einfachen Freie-Elektronen-Modell in der Fuchs-Sondheimer-Näherung und wurde auf Schichtsysteme erweitert [cam89]. In der Folgezeit wurden verschiedenste Modelle entwickelt, die einzelne Einflüsse mehr oder weniger gut beschreiben können. Eine Übersicht liefern z. B. [lev95], [lev96], [tsy99] und die darin enthaltenen Quellen.

E. Yu. Tsybal und D. G. Pettifor haben ein neues Modell zur Berechnung des GMR vorgestellt [tsy96] und kürzlich u. a. auf Spinvalves angewandt [tsy99]. Die wesentlichen Ideen dieses Modells und die Ergebnisse für das Dreischichtsysteme vom Typ Kobalt-Kupfer-Kobalt sollen im Folgenden dargestellt werden.

#### Grundlage des Modells

Dünnschichtsysteme zeigen viele eingebaute Defekte wie Domänenwände, Fehler im Schichtwachstum, Fehlstellen und Gitterverzerrungen. Diese tragen alle zur Elektronenstreuung bei und verursachen den wesentlich höheren

Widerstand der Schichtsysteme gegenüber dem des Massivmaterials. Deshalb wird in diesem Modell die Streuung an den Defekten als ausschlaggebender Faktor für den Widerstand in magnetischen Schichtsystemen angesehen. Ihr Einfluss auf die Leitfähigkeit wird im Rahmen des Kubo-Greenwood-Formalismus modelliert, indem eine Unordnung der atomaren Energiezustände innerhalb einer realistischen Tight-Binding-Beschreibung der elektronischen Bandstruktur angenommen wird. Die Streuung an den Defekten kann hierbei durch einen einzigen Parameter beschrieben werden, der die Varianz in der Verteilung der atomaren Energiezustände angibt. Von diesem Parameter wird angenommen, dass er spinunabhängig ist. Das Entstehen des GMR-Effektes beruht dann auf der Spinpolarisierung der Bandstruktur. Die spinabhängige Streuung ist das Ergebnis der Spinasymmetrie in der Zustandsdichte (DOS = Density Of States) an der Fermikante. Daraus ergibt sich auch die Differenz der Fermigeschwindigkeit für Elektronen mit Minoritäts- und Majoritätsspinrichtung und in der Fermioberfläche. Dieser Streuparameter wird so gewählt, dass für ein in magnetischer Sättigung befindliches System der Gesamtwiderstand des Systems korrekt erfasst wird.

Um das Modell auf Spinvalves beziehen zu können, wurde in der Schichtebene eine unendliche Ausdehnung vorausgesetzt, senkrecht zur Schichtebene jedoch eine endliche Struktur. Das Modell erlaubt senkrecht zur Schichtebene, und somit auch zur Stromrichtung (CIP-Geometrie), die Veränderung der Streuung in jeder Atomlage. Dies ermöglicht es, den Gesamtwiderstand des Systems in lokale, lagenabhängige Widerstände aufzutrennen. Diese lagenabhängigen Leitfähigkeiten bestimmen die Beiträge der jeweiligen Lage zur Gesamtleitfähigkeit und spiegeln somit die Verteilung des elektrischen Stromes innerhalb des Schichtquerschnittes wieder.

Die im Folgenden dargestellten Ergebnisse der Rechnungen beziehen sich auf ein Spinvalve-System vom Typ  $Co_{16ML}/Cu_{10ML}/Co_{16ML}^3$  in einer fcc(001)-Struktur. Der Gitterparameter von 0,361nm entspricht dem Wert im Massivmaterial für Kupfer. Die Bandstrukturen für die parallele und antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen wurde unabhängig voneinander in der Tight-Binding-Näherung berechnet. Die Ergebnisse zeigen wesentliche Merkmale der Stromleitung in metallischen Schichtsystemen, die über das für die Berechnung gewählte System hinaus von Bedeutung sind.

## Magnetisch perfekte Dreilager

Abbildung 2.12 zeigt die Beiträge der einzelnen Lagen zur Gesamtleitfähigkeit. Im Falle der parallelen Ausrichtung der magnetischen Schichten ist die

---

<sup>3</sup>ML = Monolayer (Atomlage)

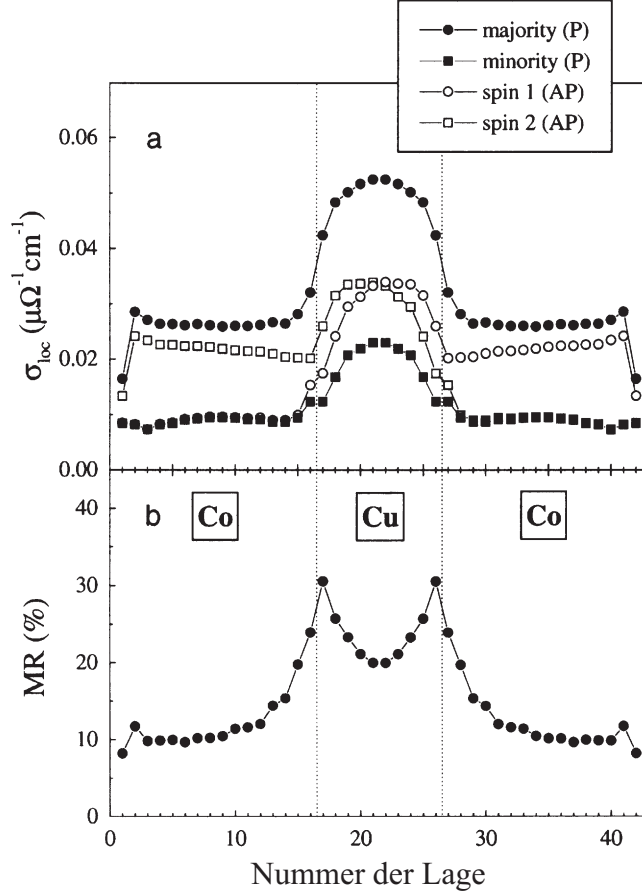


Abbildung 2.12: Lagenabhängige Leitfähigkeit (a) und Magnetowiderstand (b) in einem  $Co_{16ML}/Cu_{10ML}/Co_{16ML}$ -Spinvalve bei Streuung innerhalb der Schicht [tsy99].

lokale Leitfähigkeit im Majoritätsspinkanal wesentlich höher als im Minoritätsspinkanal. Dies ist der Einfluss der spinpolarisierten Bandstruktur des ferromagnetischen Kobalts, die sich durch eine geringe Zustandsdichte für die Majoritätsspinrichtung und eine hohe Zustandsdichte für die Minoritätsspinrichtung an der Fermikante auszeichnet. Elektronen im Minoritätsspinkanal werden häufiger gestreut als Elektronen im Majoritätsspinkanal, da die Streuwahrscheinlichkeit proportional zur Zustandsdichte ist. Für beide Spinkanäle ist die Leitfähigkeit im Kupfer stets höher als im Kobalt, da die Elektronengeschwindigkeit im Kupfer größer ist. Abbildung 2.12 zeigt außerdem deutlich, dass auch innerhalb des Kupfers die Leitfähigkeit im Majoritätsspinkanal höher ist als im Minoritätsspinkanal, obwohl die Zustandsdichte im Kupfer annähernd spinunabhängig ist. Dies beweist, dass die Leitfähigkeit keine

lokale Größe ist, sondern in diesem Fall stark von den benachbarten Kobaltschichten abhängt, was eine wesentliche Einschränkung für das im vorigen Kapitel dargestellte Zweikanalmodell bedeutet.

Im Falle der antiparallelen Ausrichtung der Magnetisierung erkennt man eine Asymmetrie in der lokalen Leitfähigkeit im Kupfer. Lagen, die in der Nähe der Kobaltschicht sind, in dem die  $\uparrow$ -Elektronen die höhere lokale Leitfähigkeit haben, zeigen auch eine höhere lokale Leitfähigkeit für die  $\uparrow$ -Elektronen als für die  $\downarrow$ -Elektronen und umgekehrt. Die Leitfähigkeit des Minoritätsspinkanal im Kobalt ist unabhängig von der Magnetisierungsrichtung der zweiten Kobaltschicht. (Vergleiche offene und gefüllte Quadrate auf der rechten Seite von Abbildung 2.12 (a).) Dies folgt aus der Tatsache, dass die Elektronen im Minoritätsspinkanal aufgrund ihrer kurzen mittleren freien Weglänge die Veränderung der Magnetisierung in der zweiten Kobaltschicht nicht sehen. Demgegenüber können die Elektronen im Majoritätsspinkanal aufgrund ihrer hohen mittleren freien Weglänge die Kupferschicht passieren und werden in der gegenüberliegenden Kobaltschicht gestreut, da dort die Zustandsdichte des jetzt Minoritätsspinkanal hoch ist. Dies führt zu einer verminderten lokalen Leitfähigkeit im Kobalt für den Fall antiparalleler Magnetisierung der Kobaltschichten gegenüber der Leitfähigkeit bei paralleler Magnetisierung. (Vergleiche offene und geschlossene Kreise auf der rechten Seite von Abbildung 2.12 (a).)

Der größte Beitrag zum Magnetowiderstand stammt von der Kupferzwischen-schicht in der Nähe der Grenzfläche zum Kobalt. Dies resultiert aus der spinabhängigen Streuung der durch die Kupferschicht fließenden Elektronen an den benachbarten Kobaltschichten und der Hybridisierung zwischen den sp-Elektronen des Kupfers und den d-Elektronen des Kobalts.

## **Einflüsse der Oberflächen**

Um die Einflüsse der Oberflächenstreuung auf die Leitfähigkeit und den GMR-Effekt zu untersuchen, wurde der die Unordnung bestimmende Parameter für die jeweils äußerste Atomlage in den beiden Kobaltschichten erhöht. Dies führt erwartungsgemäß zu einem Abfall des GMR-Effektes und zu einer Zunahme des Gesamtwiderstandes. Die lokalen Leitfähigkeiten und lokalen GMR-Effekte sind in Abbildung 2.13 für den Fall der Streuung in der Schicht und an den Grenzflächen gezeigt. Auch im Inneren der Schichten sinkt die lokale Leitfähigkeit ab, da die Schichtdicken im Bereich der mittleren freien Weglänge oder darunter liegen. Der Abfall ist deshalb auch für den Spinkanal größter mittlerer freier Weglänge am größten. Aufgrund des nichtlokalen Charakters der Leitfähigkeit sinkt auch der lokale Beitrag zum Magnetowiderstand. Dieser Abfall ist offensichtlich in der Nähe der Oberflächen mit erhöhter Unordnung am deutlichsten ausgeprägt.

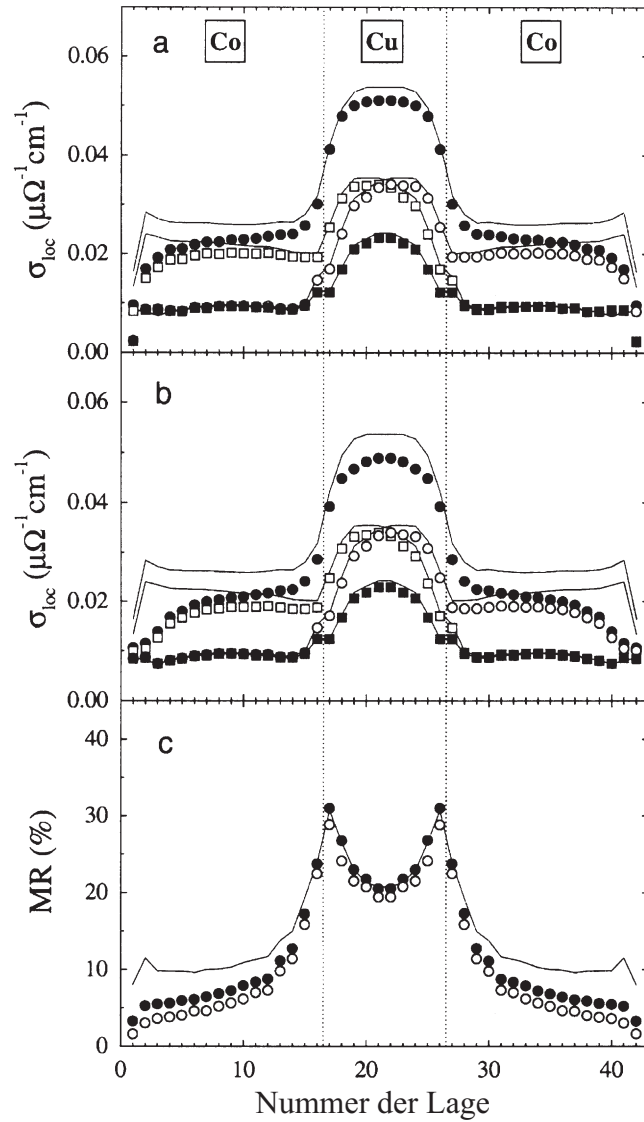


Abbildung 2.13: Lagenabhängige Leitfähigkeit in einem  $Co_{16ML}/Cu_{10ML}/Co_{16ML}$ -Spinvalve bei Streuung innerhalb der Schicht und an den Oberflächen (a) und bei magnetisch toten Kobaltmonolagen an den äußeren Grenzflächen (b). Lokale Beiträge zum Magnetowiderstand (c) für Streuung in der Schicht und an den Grenzflächen (geschlossene Kreise) und bei magnetisch toten Kobaltmonolagen an den Oberflächen (offene Kreise). Zum Vergleich wurden die lokalen Leitfähigkeiten und Magnetowiderstände für magnetisch perfekte Dreilager mit Streuung nur innerhalb der Schicht eingezeichnet (durchgehende Linien). [tsy99]

Ein ähnliches Verhalten von lokaler Leitfähigkeit und Beitrag zum GMR-Effekt ergibt sich, wenn man für die äußersten Kobaltlagen ein paramagnetisches Verhalten (magnetisch tote Lagen) annimmt. Dieser Effekt beruht auf der hohen spinunabhängigen Zustandsdichte an der Fermi-Kante im paramagnetischen Kobalt.

Aus diesen Kenntnissen lässt sich z. B. schlussfolgern, dass auch Tantalbuffer oder Pinning-Schichten aus Eisenmangan den GMR-Effekt stark herabsetzen, da sie ebenfalls eine hohe, spinunabhängige Zustandsdichte an der Fermi-Kante besitzen.

### **Einflüsse der Grenzflächen**

Dem Einfluss der Grenzflächen zwischen Kupfer und Kobalt ist jedoch im Vergleich zum Einfluss der Oberflächen wesentlich mehr Bedeutung zuzumessen. Zur Untersuchung wurde für die jeweils an das andere Material angrenzende Atomlage eine erhöhte Unordnung angenommen. Dies führt zu einer Widerstandserhöhung und zu einer deutlichen Abnahme des GMR-Effektes. Die starke Abhängigkeit des Effektes von der Qualität der Grenzflächen beruht auf der Änderung der lokalen Leitfähigkeit in der Kupferschicht. Abbildung 2.14 zeigt den starken Abfall der lokalen Leitfähigkeit, insbesondere im Majoritätsspinkanal bei paralleler Ausrichtung der Magnetisierung.

Für den Fall magnetisch toter Lagen an den beiden Grenzflächen ist der Abfall des GMR-Effektes noch drastischer. Die Leitfähigkeit der Elektronen im Majoritätsspinkanal wird innerhalb der Kobaltschichten stark herabgesetzt und es ergibt sich nur noch ein minimaler Unterschied für parallele und antiparallele Magnetisierung. (Vergleiche offene und geschlossene Kreise in Abbildung 2.14 (b).) Damit einher geht auch die Abnahme der lokalen Beiträge zum GMR-Effekt in der Kupferzwischenschicht.

Dieser starke Zusammenhang von GMR-Effekt und Grenzflächenqualität stellt hohe Anforderungen an das Experiment. Besonders die Diffusion zwischen Kupfer und Kobalt kann magnetisch tote Lagen an den Grenzflächen entstehen lassen. Außerdem sind Strukturdefekte häufig Quellen von Fehlrichtungen magnetischer Momente.

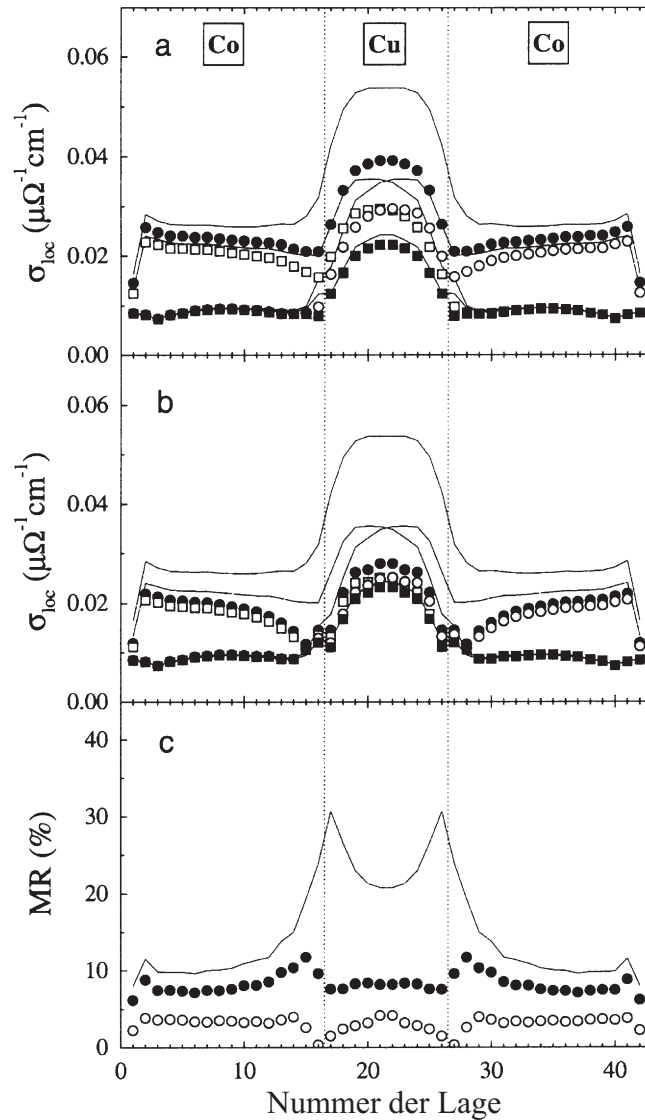


Abbildung 2.14: Lagenabhängige Leitfähigkeit in einem  $Co_{16ML}/Cu_{10ML}/Co_{16ML}$ -Spinvalve bei Streuung innerhalb der Schicht und an den Grenzflächen (a) und bei magnetisch toten Kobaltmonolagen an den Grenzflächen (b). Lokale Beiträge zum Magnetowiderstand (c) für Streuung in der Schicht und an den Oberflächen (geschlossene Kreise) und bei magnetisch toten Kobaltmonolagen an den Grenzflächen (offene Kreise). Zum Vergleich wurden die lokalen Leitfähigkeiten und Magnetowiderstände für magnetisch perfekte Dreilager mit Streuung nur innerhalb der Schicht eingezeichnet (durchgehende Linien). [tsy99]

### 2.3.5 Einführung der Messgrößen

Betrachten wir nun eine typische GMR-Messkurve für einen magnetischen Dreilager. Um eine gemessene Kurve interpretieren zu können, müssen geeignete Messgrößen definiert werden. Dies ist in der Literatur nicht einheitlich und wird deshalb hier in der in dieser Arbeit verwendeten Form eingeführt.

Aufgetragen ist zunächst die GMR-Kennlinie, gemäß der gegebenen Definition (Gleichung 2.53) als  $\frac{R(H)}{R_{\uparrow\uparrow}}$ . Hierbei wird, soweit nicht anders angegeben, bei positivem Feld gestartet, das negative Maximalfeld erreicht und wieder bis zum positiven Ausgangswert zurückgeführt.

Die folgenden Größen wurden bestimmt und lassen sich anhand Abbildung 2.15 erklären.

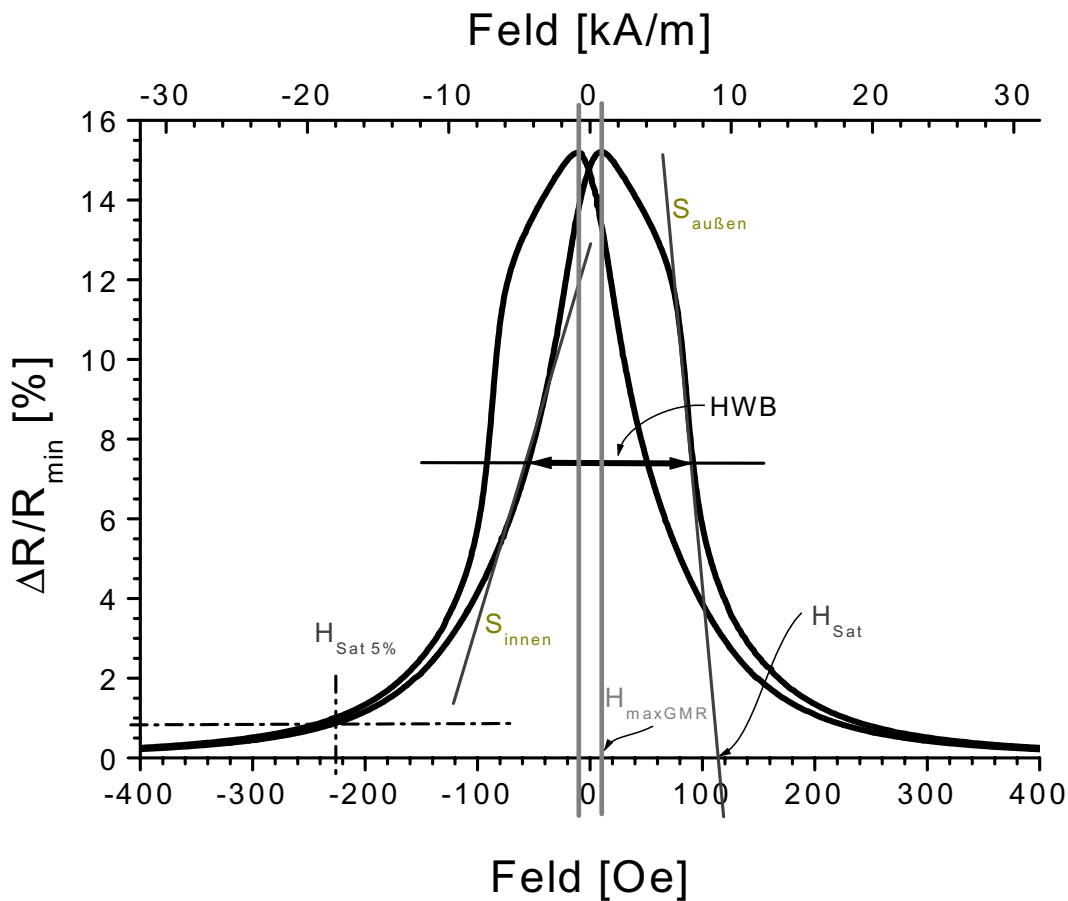


Abbildung 2.15: Die Abbildung zeigt die im Text eingeführten Messgrößen am Beispiel einer Kennlinie im 1. antiferromagnetischen Kopplungsmaximum eines magnetischen Dreilagers.



**GMR-Effekt  $g$ :** Als GMR-Effekt oder kurz GMR versteht man bei gemessenen Kurven das Maximum der  $R(H)$ -Kurve, geteilt durch den minimalen gemessenen Widerstand. Die Angabe erfolgt üblicherweise in Prozent.

**Feld bei Maximalwert  $H_{maxGMR}$ :** Als Maß für die Hysterese wird der Feldwert  $H_{maxGMR}$  angegeben. Hierbei handelt es sich um die halbe Differenz der Felder, bei denen die  $\frac{R(H)}{R_{\uparrow\uparrow}}$ -Kurve jeweils für Hin- und Rückweg ihr Maximum annimmt.

**Halbwertsbreite:** Unter Halbwertsbreite versteht man die Differenz der Feldwerte, bei denen die  $\frac{R(H)}{R_{\uparrow\uparrow}}$ -Kurve die halbe Effekthöhe zunächst überschreitet und bei weiter wachsendem Feld wieder unterschreitet. Es wird zwischen Hin- und Rückweg gemittelt.

**Crossover:** Unter Crossover bezeichnet man den  $\frac{R(H)}{R_{\uparrow\uparrow}}$ -Wert, bei dem sich hin- und rücklaufende Kurve bei Nullfeld schneiden.

**Sättigungsfeld  $H_{Sat}$ :** Unter Sättigungsfeld versteht man das Feld, bei dem alle magnetischen Momente parallel zum äußeren Feld ausgerichtet sind, und sich somit der Widerstand bei noch weiter ansteigendem Feld nicht mehr ändert. Da aus technischer Sicht die weitauslaufenden Schwänze nicht von Interesse sind und zumindest zum Teil ausreichend hohe Felder nicht zur Verfügung stehen, wurden hier zwei andere Definitionen verwendet.

Zum einen kann man  $H_{Sat}$  als den Feldwert festlegen, bei dem  $\frac{R(H)}{R_{\uparrow\uparrow}}$  einen bestimmten Prozentsatz (z. B. 5%) des GMR-Effektes bei betragsmäßig wachsendem Feld unterschreitet. Eine weitere Definition lässt sich aus der auf halber Effekthöhe angelegten Steigungsgrade ableiten. Man bezeichnet in diesem Fall den Feldwert, bei dem die Steigungsgrade die Feldachse (x-Achse) schneidet, als Sättigungsmagnetisierung. Letztere Definition wird in dieser Arbeit, soweit nicht ausdrücklich anders festgelegt, verwendet. Es wurde jeweils über die Werte von Hin- und Rückweg gemittelt.

**Sensitivität  $S$ :** Bei hysteresefreien Schichtsystemen hat sich die Definition der Sensitivität als Betrag der Steigung einer Geraden vom  $\frac{R(H=0)}{R_{\uparrow\uparrow}}$ -Wert zum Punkt, an dem die  $\frac{R(H)}{R_{\uparrow\uparrow}}$ -Kurve auf den halben Wert gefallen ist, eingebürgert. Für die betrachteten Schichtsysteme eignet sich eine andere Definition. Als Sensitivität wird die Steigung der  $\frac{R(H)}{R_{\uparrow\uparrow}}$ -Kurve bei halber Effekthöhe verwendet. Auch hier kann über Hin- und Rückweg gemittelt werden, bei hysterese-behafteten Systemen sind jedoch die inneren Flanken von den äußeren zu unterscheiden.

## 2.4 Magnetische Schichtsysteme in der Simulation

Das in Abschnitt 2.2.5 eingeführte Stoner-Wohlfarth-Modell kann nun zur Simulation der Kennlinien verwendet werden. Wie bereits in der Einleitung dieses Kapitels erläutert, soll die Simulation zum einen zur Untersuchung von gemessenen Kennlinien dienen und die Bestimmung der eingeführten Kopplungskonstanten ermöglichen, zum anderen beim Entwurf neuer Schichtsysteme, die gewünschte Eigenschaften aufweisen, helfen.

Diesen Vorgaben entsprechend wird nach der Darstellung des Simulationsprinzips erläutert, wie die aus der gemessenen Kennlinie bestimmten Parametern in das Modell einfließen. Während der experimentellen Arbeit konnten die erhaltenen Parametersätze dann verändert werden und die erhaltenen Informationen für die Herstellung gewünschter Schichtsysteme verwendet werden. Die gemessenen Kennlinien dieser Systeme konnten dann wieder als Rückkopplung in die Simulation einfließen.

### 2.4.1 Simulationsprinzip

Aus Gleichung (2.42) lässt sich prinzipiell die Energie (pro Fläche) für einen magnetischen Dreilager bei gegebenem äußeren Feld  $H$  berechnen. Hierzu müssen die Sättigungsmagnetisierung der drei Schichten ( $M_{S,B}$ ,  $M_{S,U}$  und  $M_{S,O}$ ), die effektive Anisotropiekonstante  $K_{eff,U}$  und  $K_{eff,O}$  und die beiden Kopplungskonstanten  $J_L$  und  $J_Q$  bekannt sein. Ebenfalls als bekannt vorzusetzen sind die Schichtdicken  $d_B$ ,  $d_U$  und  $d_O$ .

Für die leichten Achsen  $\alpha_U$  und  $\alpha_O$  wird gemäß den Voraussetzungen für die Anwendung des Stoner-Wohlfarth-Modells auf magnetische Schichtsysteme (siehe Abschnitt 2.2.5) angenommen, dass sie in einer Kolumne in eine Richtung weisen und gleichverteilt sind. So wird  $\alpha$  in Schritten von  $1^\circ$  von  $0$  bis  $179^\circ$  variiert und die Energie gemittelt.

Ansatzpunkt für die Simulation ist nun für jede Kolumne,  $\theta_U$  und  $\theta_O$  so zu wählen, dass die Energie ein lokales Minimum annimmt. Anschließend kann bei gegebenen  $\theta_U$  und  $\theta_O$  der  $\frac{R(H)}{R_{\uparrow\uparrow}}$  und der  $\frac{M(H)}{M_{Sat}}$  für den gegebenen  $H$ -Wert berechnet werden.

### 2.4.2 Energieminimierung

Betrachten wir zunächst die bereits in Gleichung (2.42) angegebene Energiegleichung, hier für den Fall uniaxialer Anisotropie in beiden Kobaltschichten:

$$\begin{aligned}
E_{gesamt}/A = & -\mu_0 \cdot (M_{S,B} \cdot d_B + M_{S,U} \cdot d_U) \cdot H \cdot \cos\theta_U \\
& -\mu_0 \cdot M_{S,O} \cdot d_O \cdot H \cdot \cos\theta_O \\
& +K_{eff,U} \cdot d_U \cdot \sin(\theta_U - \alpha_U)^2 \\
& +K_{eff,O} \cdot d_O \cdot \sin(\theta_O - \alpha_O)^2 \\
& -J_L \cos(\theta_U - \theta_O) - J_Q (\cos(\theta_U - \theta_O))^2
\end{aligned} \tag{2.57}$$

Die Simulation beginnt bei  $H = 0$ . Offensichtlich verschwindet dann der Zeeman-Term in der Energiegleichung. Ebenso wird sich die Magnetisierung ohne äußeres Feld in Richtung der leichten Achsen anordnen, sodass  $\theta_U = \alpha_U + n\pi$  und  $\theta_O = \alpha_O + n\pi$ . Folglich trägt auch der Anisotropieterm nicht mehr zur Energie bei. Setzt man nun für das Nullfeld ideale antiferromagnetische Kopplung voraus, so wird  $\theta_U = -\theta_O$  und der Kopplungsterm vereinfacht sich, sodass man insgesamt für  $H = 0$  erhält:

$$E_{gesamt}(H = 0)/A = -J_L \cos(2\theta_U) - J_Q (\cos(2\theta_U))^2 \tag{2.58}$$

Die niedrigste Energie ergibt sich für  $\theta_U=0$  mit  $E_{min} = -(J_L + J_Q)$  (Globales Minimum).

Von dieser Ausgangssituation startend, in der die Magnetisierungen jeder Kolumne in Richtung der leichten Achse steht, wird anschließend wiederholt eine Downhill-Simplex-Methode angewandt, um für ein wenig geändertes  $H$  wiederum ein lokales Energieminimum zu finden. Die Winkelverteilung des vorhergehenden Iterationsschrittes dient als Startwert für die Winkel im neuen Feldschritt. Zusätzlich wird jeder Minimierung nach der Downhill-Simplex-Methode eine spezielle Methode des stärksten Abfalls vorangeschaltet, um sicherzustellen, dass das relevante Minimum gefunden wird.

Es lassen sich bei gegebenem Feld „Energiegebirge“ in Abhängigkeit der Winkel  $\theta_U$  und  $\theta_O$  berechnen (Abbildung 2.16), durch die sich für jede Kolumne ein Winkelpfad von lokalem Minimum zu lokalem Minimum in Abhängigkeit des Feldwertes ergibt.

### 2.4.3 Festlegung der Anisotropie

Ob uniaxiale oder biaxiale Anisotropie vorliegt, kann *a priori* nicht bestimmt werden. Aussagen hierüber können winkelaufgelöste GMR-Messungen oder MOKE-Messungen an der Schicht, deren Kennlinie zu simulieren ist, geben. Genau genommen geben auch diese Messungen nur eine Mittelung über viele Kolumnen an, was nur unter Vorbehalt auf die Anisotropie einer Kolumne

$$\begin{aligned}
 \mathbf{H}_a &= 0 \text{ Oe} \\
 J_{\text{al}} &= 12 \cdot 10^{-3} \text{ erg/cm}^2 \\
 J_{\text{aq}} &= 0 \\
 k_a &= 0.04 \text{ erg/cm}^3 \\
 \xi &= \pi/4
 \end{aligned}$$

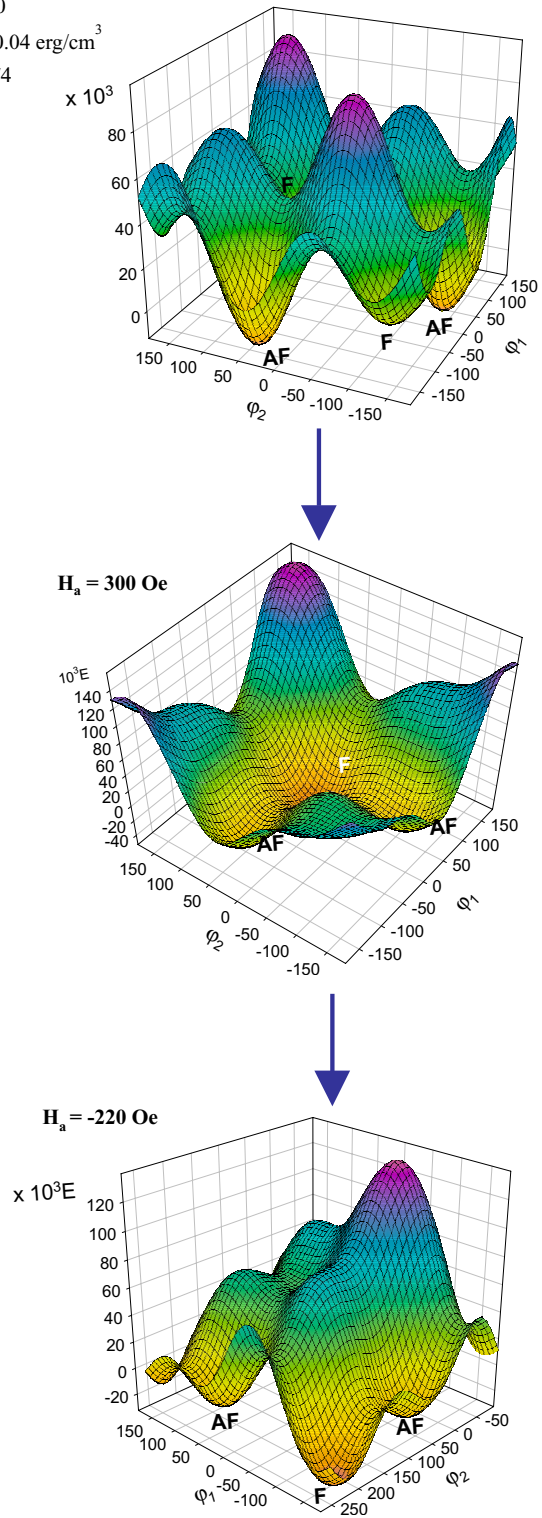


Abbildung 2.16: Ein Vergleich der Energieoberfläche als Funktion des externen Feldes für drei verschiedene Felder bei einem Anisotropiewinkel von  $45^\circ$  zum Feld. Die jeweiligen Minima für ferromagnetisch (F) und antiferromagnetisch (AF) gekoppelte Schichten sind gekennzeichnet (aus [schT]).

schließen lässt. Zusätzlich können Strukturuntersuchungen, z. B. Röntgenuntersuchungen, Auskunft über den Kristallaufbau geben. Lässt sich die (bevorzugte) Textur bestimmen, so wird auch die Art der Anisotropie festgelegt.

Je nach Art der gewählten Anisotropie müssen die entsprechenden Terme für die Anisotropieenergie für die untere, obere oder beide Schichten in Gleichung (2.57) gemäß Gleichung (2.20) angepasst werden.

Liegen zusätzliche Messungen nicht vor, so muss in einem Trial-and-Error-Verfahren die Anisotropie festgelegt werden. Erst der Vergleich der berechneten Kurven und der gemessenen Kennlinien kann dann entscheiden, welche Wahl wohl am zutreffendsten war.

Besonders Anisotropieeigenschaften, die durch den Sputterprozess hervorgerufen werden<sup>4</sup> legen es nahe, von einer Gleichverteilung der Anisotropiewinkel abzuweichen. Dies würde auch der in MOKE- oder GMR-Messungen experimentell gegebenen Mittelung über viele Kolumnen Rechnung tragen. Da dies jedoch den erforderlichen Rechenaufwand erheblich steigert, wurde im Rahmen dieser Arbeit darauf verzichtet.

#### 2.4.4 Kennlinie und Magnetisierungskurve

Den gefundenen Winkelpfad für  $\theta_U(H)$  und  $\theta_O(H)$  kann man nun nutzen, um die GMR-Kennlinie auszurechnen. Hierzu führt H. Holloday und D. J. Kubinski einen AF-Ordnungsparameter<sup>5</sup> ein [holl98].

$$AF(H) = \frac{1}{2} [1 - \cos(\theta_O(H) - \theta_U(H))] \quad (2.59)$$

Bezeichnet man die GMR-Effekthöhe wieder als  $g$ , so lässt sich zeigen ([holl98] und [sch00]), dass für die Kennlinie gilt:

$$\frac{R(H)}{R_{\uparrow\uparrow}} = g \cdot AF(H) = g \cdot \frac{1}{2} [1 - \cos(\theta_O(H) - \theta_U(H))] \quad (2.60)$$

Für die Magnetisierungskurve ergibt sich [schT]

$$M(H) = \frac{1}{d_O + d_U} (M_O \cdot d_O \cdot \cos\theta_O(H) + M_U \cdot d_U \cdot \cos\theta_U(H)) \quad (2.61)$$

---

<sup>4</sup>Siehe zur Diskussion solcher Effekte in der verwendeten Anlage [heiD].

<sup>5</sup>af-order-parameter

## 2.4.5 Bestimmung der Parameter

Um nun Messung und Simulation miteinander vergleichen zu können, sollen die gemessenen Parameter genutzt werden, die Kopplungskonstanten zu bestimmen.

Als erster Ansatzpunkt für die Kopplungskonstanten  $J_L$  und  $J_Q$  kann die für verschwindende Anisotropie geltende Gleichung

$$H_{Sat} = -4 \cdot \frac{J^*}{\mu_0 M^* d_{FM}}$$

verwendet werden. Hierbei waren  $M^* = \mu_0(M_{S,B} \cdot d_B + M_{S,U} \cdot d_U + M_{S,O} \cdot d_O)/d_{FM}$  und  $J^* = J_L + 2J_Q$ . Für die Sättigungsmagnetisierung werden die Werte im Massivmaterial verwendet. Sie betragen für Permalloy ( $Ni_{81}Fe_{19}$ )  $836 \frac{kA}{m}$ , für Kobalt ( $Co$ )  $1424 \frac{kA}{m}$  und für Nickel-Kobalt ( $Ni_{50}Co_{50}$ )  $995 \frac{kA}{m}$  [boz51].

Für eine Anordnung von zufällig orientierten Körnern in den beiden Kobaltschichten mit Multidomänencharakter und uniaxialer Anisotropie lässt sich aus mikromagnetischen Berechnungen  $H_C$  zu  $H_C = 0,26K_{eff}/M_S$  berechnen (z. B. [chi64]).

Um die GMR-Kennlinie zu skalieren, wird die Effekthöhe  $g$  direkt aus der Messung übernommen.

# Kapitel 3

## Experimentelle Verfahren zur Herstellung und Analyse

Alle im Rahmen dieser Diplomarbeit erstellten Schichtsysteme wurden in einer DC-Magnetron-Sputteranlage hergestellt. Anschließend wurde routinemäßig die GMR-Kennlinie an einem separaten Messplatz aufgenommen. An ausgewählten Proben wurden besondere Messungen durchgeführt: Um die Temperaturstabilität der Systeme zu untersuchen, wurden sie in einem Vakuumofen, der eine *in-situ*-GMR-Messung erlaubt, ausgelagert. Um das Schaltverhalten genauer zu verstehen, wurde die Magnetisierung in den Systemen mit dem magnetooptischen Kerr-Effekt (MOKE) aufgezeichnet.

Eine ausführliche Diskussion und Beschreibung der Sputteranlage findet man in [hei00]. Ebenso wird die MOKE-Apparatur in [sudE] beschrieben. An dieser Stelle wird deshalb zur Vollständigkeit eine Zusammenfassung dieser Quellen wiedergegeben. Der Vakuum-Ofen ist im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelt und aufgebaut worden und wird dementsprechend ausführlich dargestellt.

### 3.1 Schichtpräparation in der Sputteranlage

#### 3.1.1 Wahl des Herstellungsverfahrens

Bei der Herstellung magnetischer Schichtsysteme sind die Schichtdicken typischerweise im Bereich einiger Nanometer. Das Aufbringen sollte folglich im Bereich einer Atomlage kontrollierbar, homogen und glatt sein. Hierzu eignen sich u. a. das Verdampfen oder das Sputtern. Um jedoch bei magnetischen Schichtsystemen einen möglichst hohen GMR-Effekt zu erhalten, ist

es wichtig, die Grenzflächenrauigkeit möglichst gering zu halten. Reiss *et al.* zeigten, dass gedampfte Schichten eine etwa zehnmal höhere Grenzflächenrauigkeit als gesputterte Schichten aufweisen [rei98a] [luc98]. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit die Schichtherstellung durch Sputtern gewählt.

### 3.1.2 DC-Magnetron-Sputtern

Beim Sputtern erfolgt der Abtrag des Materials vom Target mittels energiereichen Teilchenbeschusses. Erzeugt werden diese Teilchen in einem Plasma, gezündet durch eine Glimmentladung in einer Diodenanordnung, in der das Target als Kathodenmaterial dient. Im Vakuum wird nun zwischen Kathode und Anode eine Spannung von ca. 1kV angelegt. Zunächst wird der Rezipient bis in den Ultrahochvakuumbereich evakuiert, anschließend wird das Entladungsgas, meist Argon oder Sauerstoff, bis zu einem Druck von  $10^{-2}$  bis  $10^{-3}$  mbar eingelassen. Es bildet sich ein Plasma, da die Elektronen auf ihrem Weg zur Anode Atome des Entladungsgases ionisieren. Diese sind in der Regel einfach positiv geladen und werden somit zur Kathode beschleunigt. Beim Auftreffen auf das Target haben sie hohe kinetische Energie und sind in der Lage, Atome aus der Targetoberfläche herauszuschlagen. Außer den zerstäubten Targetatomen, die zu 99% neutral sind und keine Vorzugsrichtung aufweisen werden auch Sekundärelektronen zur Aufrechterhaltung

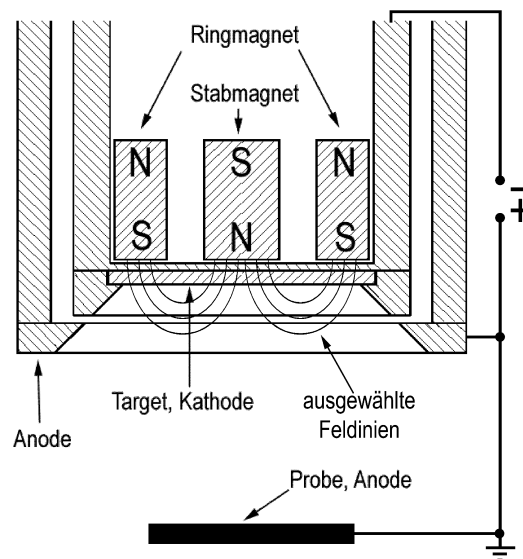


Abbildung 3.1: Schema einer Magnetronkathode (aus [jusD]).



des Plasmas freigesetzt. Das Substrat, auf dem sich das freigesetzte Material abscheiden soll, befindet sich in einigen Zentimetern Abstand vor Target. Um den Gasdruck möglichst gering zu halten, werden häufig Magnetrons als Sputterquellen eingesetzt. Hierbei handelt es sich um Quellen, bei denen Permanentmagneten so unterhalb des Targets angeordnet sind, dass sich ein geschlossener Magnetfeldring mit Komponenten parallel zur Targetoberfläche ausbildet (Abbildung 3.1). Dies sorgt für eine Drift der Elektronen auf Spiralbahnen, was wiederum die Anzahl der Stöße zwischen Elektronen und Atomen steigert. Aufgrund der längeren Aufenthaltsdauer im Plasma steigt die Ionisierungsrate der Gasatome.

### 3.1.3 Schichtherstellung

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Schichtsysteme wurden in einer computergesteuerten Hochvakuum-Sputteranlage der Firma Leybold, Typ L560, hergestellt. Es waren vier DC-Magnetron-Sputterquellen mit Targetdurchmessern von vier Zoll in einem Abstand von 11cm zum Probenhalter installiert. Der Basisdruck betrug  $1,5 \cdot 10^{-7}$  mbar. Die Schichten wurden bei ca.  $30^{\circ}\text{C}$  bei einem Argondruck von  $1,5 \cdot 10^{-3}$  mbar auf einem Glassubstrat aufgetragen. Hierbei handelte es sich um Deckgläschen, wie sie in der Lichtmikroskopie üblicherweise verwendet werden. Ihre Oberflächenrauigkeit beträgt  $0,19\text{nm RMS}$  („root mean square deviation“) auf einer Fläche von  $(0,5 \cdot 0,5)\mu\text{m}^2$  [heiD]. Die Sputterleistungen betrugen  $105\text{W}$  für Kupfer (Cu),  $110\text{W}$  für Permalloy (Py) und  $120\text{W}$  für Kobalt (Co) und Nickel-Kobalt (Ni-Co). Verwendet wurde eine Permalloy-Legierung mit 81 Gewichtsprozent Nickel und 19 Gewichtsprozent Eisen ( $\text{Ni}_{81\text{wt}\%}\text{Fe}_{19\text{wt}\%}$ ), bei Nickel-Kobalt handelt es sich um eine Legierung von 57 Gewichtsprozent Nickel und 43 Gewichtsprozent Kobalt ( $\text{Ni}_{57\text{wt}\%}\text{Co}_{43\text{wt}\%}$ ). Die Schichtdickeneichung wurde an ausgewählten Beispielen durch Röntgenbeugung durchgeführt.

## 3.2 Messung der Kennlinien am GMR-Messplatz und Auswertung

Als GMR-Kennlinie der magnetischen Schichtsysteme wird die Abhängigkeit des Widerstandes vom äußeren magnetischen Feld verstanden. Die Messung erfolgte an dem von S. Mrozek im Rahmen seiner Diplomarbeit aufgebauten [mroD] und in der Folgezeit im Bereich der Software weiterentwickelten Messstand. Grundlage ist die Vier-Punkt-Methode, bei der auf der Probenoberfläche vier in Reihe liegende Kontakte angebracht werden. Entscheidender

Vorteil der Vier-Punkt-Messung ist die Vernachlässigbarkeit der relativ geringen Widerstände der Kontakte und Messleitungen gegenüber dem hochohmigen Spannungsmessgerät. Die beiden äußeren Kontakte leiten einen konstanten Strom durch das Schichtsystem und die beiden inneren Kontakte dienen als Spannungabgriff. Für den Probenstrom wurde in der Regel 1mA gewählt. Dies sorgt für ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis, verursacht aber bei dünnen Proben, wie den hier untersuchten Dreilagern, eine leichte Erwärmung des Systems, sodass Messungen teilweise wiederholt werden mussten, bis eine Kennlinie ohne Temperaturdrift aufgenommen werden konnte. Dieser Effekt tritt bei Multilagen nicht mehr auf. Die verwendete Konstantstromquelle weist eine extrem geringe Drift auf. Der Spannungsabfall wird über ein hochohmiges, hochauflösendes Voltmeter ausgelesen und auf diese Weise der Widerstand der Probe auf  $1 \cdot 10^{-4}$  genau bestimmt. Als Probenkontakte wurden spitz zulaufende Kupferblechstreifen verwendet, welche auf einem Halter aufgeschraubt sind und fest auf die Probenoberfläche geklemmt werden. Die Messungen werden als sogenannte „Current-In-Plane“-Messungen (CIP-Geometrie) durchgeführt, d. h. der Strom fließt in Schichtebene. Der Halter samt Probe wird zwischen die Polschuhe eines Elektromagneten derart eingebaut, dass das erzeugte Magnetfeld parallel zum Probenstrom und damit auch parallel zu den Schichtebenen des Systems liegt. Der eigentliche Messvorgang erfolgt rechnergesteuert. Vorgegeben werden kann der gewünschte Magnetfeldbereich und abschnittsweise die gewünschte Schrittgröße um Messdauer und gewünschte Auflösung um den Nullwert zu optimieren. Der eingesetzte Elektromagnet mit Kern kann Felder bis zu 0,4T erzeugen. Je nach Untersuchungsziel kann eine Neukurve oder eine Standardkurve aufgenommen werden. Unter Neukurve versteht man hier das Abfahren des Feldes von 0-Feld auf das maximale äußere Feld ohne vorherige Magnetisierung der Probe. Standardmäßig wurde von maximalen Feld ausgehend die Messwerte aufgenommen, das negative Maximalfeld erreicht und wiederum zum positiven Maximalfeld zurückgekehrt. Mit einer Hallsonde wird die Magnetfeldstärke gemessen und zusammen mit dem Signal des Voltmeter vom PC aufgezeichnet.

Die Toleranzen der Geräte nach [mroD]:

Drift der Konstantstromquelle:	$< 2 \cdot 10^{-3}\%$
Toleranz des Voltmeters:	$1 \cdot 10^{-7}\text{V}$
Toleranz der Hallsonde:	$1 \cdot 10^{-7}\text{T}$ für Felder unter 0,3T

Hiernach ließe sich die GMR-Amplitude auf 0,01% genau bestimmen. Realistischer ist jedoch eine Genauigkeit von absolut 0,1%, aufgrund von Temperaturschwankungen der Umgebung und Zufälligkeiten bei der Kontaktierung der Probe.

## 3.3 Untersuchung des Temperaturverhaltens im Vakuum-Ofen

### 3.3.1 Motivation

Für den Einsatz von magnetischen Schichtsystemen in Sensoren und magnetischen Speichern ist die Temperaturstabilität von entscheidender Bedeutung. Außerdem simuliert die Wärmebehandlung einen Alterungsprozess. Im Rahmen dieser Arbeit wurde den folgenden Fragestellungen nachgegangen:

- Wie verändert sich der GMR nach einer Auslagerung bei einer bestimmten Temperatur?
- Wie ist der GMR-Effekt bei einer bestimmten Temperatur?
- Ist die Änderung des GMR-Effektes von der höchsten erreichten Temperatur oder von der Länge der Heizphase abhängig?

Hieran anschließen lassen sich Untersuchungen zur Diffusion an den Grenzflächen unter der Fragestellung, ob die Schichten geglättet oder ob Inseln ausgebildet werden.

### 3.3.2 Aufbau

Das Innere des Ofens (Abbildung 3.2) besteht aus einem Kupferblock in der Form eines halbierten Zylinders. Er nimmt zwei Heizpatronen (von einer Ionengetterpumpe) und eine Rohrschleife auf. Diese Rohrschleife ist mit Edelstahlrohren verbunden, die die Vakuumkammer verlassen. Durch sie kann, über Magnetventile gesteuert, Kühlwasser oder Luft eingelassen werden, um den Ofen im Vakuum zu kühlen. Auf dem Block wird eine Kupferschiene befestigt, an der isoliert vier Molybdän-Kontakte zur Vierpunktmessung angeschlossen sind. Molybdän wurde gewählt, da es unmagnetisch und auch bei den gewünschten Temperaturen noch hinreichend elastisch ist. Die Anschlussdrähte werden durch Porzellanröhrchen aus dem Ofen geleitet. Zusätzlich ist ein Thermodraht mit einer Schraube am Ofenkörper befestigt.

Über den Ofen konnte nun eine kernlose Spule geschoben werden oder alternativ ein Dauermagnet, der über einen Schieber zu bewegen war (Abbildung 3.3).

Die gesamte Anordnung ist in einer Hochvakuumkammer aufgebaut, in der ein Druck von ca.  $< 10^{-5}$  mbar mit Hilfe einer Membran-Vorpumpe und einer Turbomolekular-Pumpe erreicht wird (Abbildung 3.4).

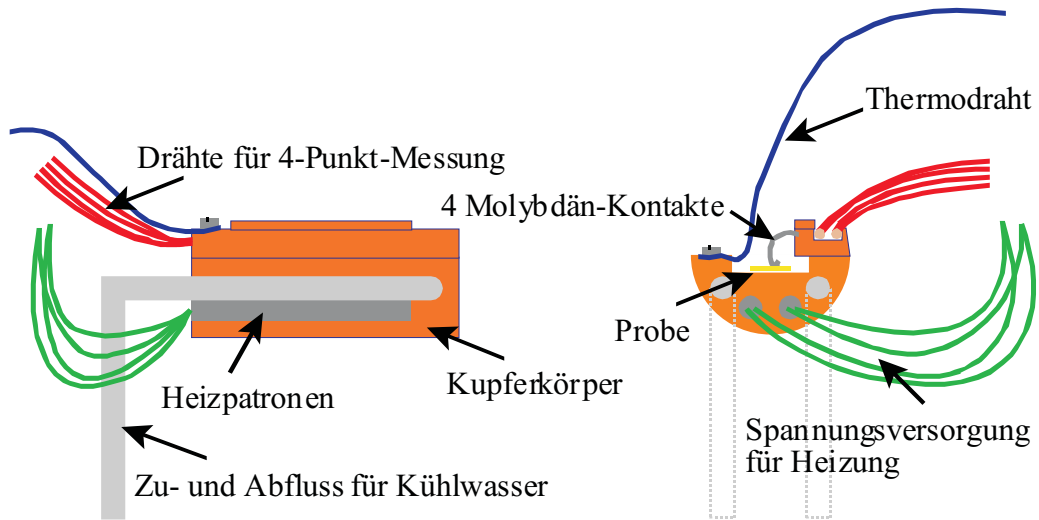


Abbildung 3.2: Das Innere des Vakuumofens.

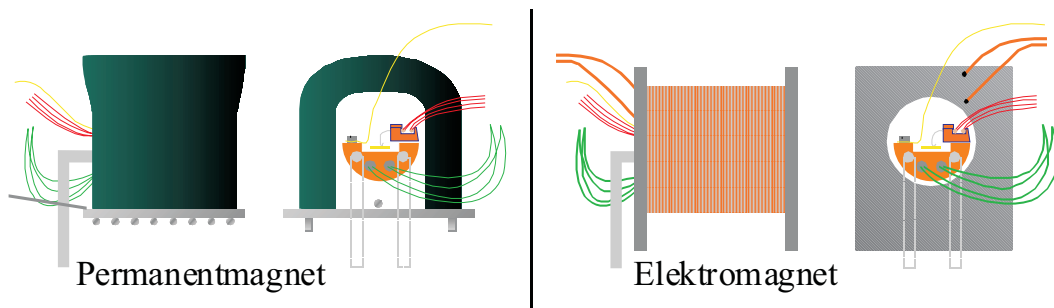


Abbildung 3.3: Dauer- oder Elektromagnet des Vakuumofens.

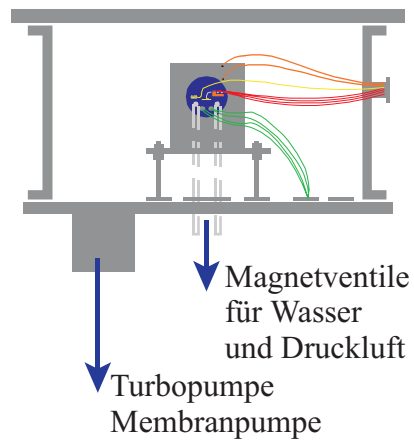


Abbildung 3.4: Die Vakuumkammer.

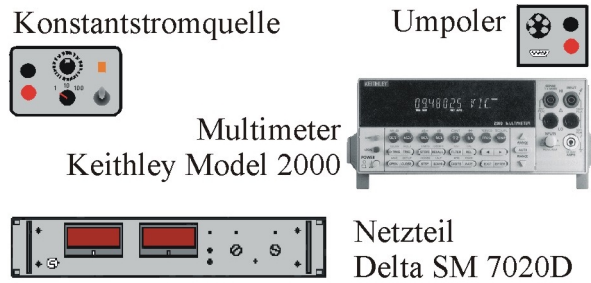


Abbildung 3.5: In-situ Messung der Kennlinien.

Die Messung der Kennlinien erfolgt in situ. Eine Konstantstromquelle lieferte den Teststrom von 1mA oder 10mA. Die Versorgung des Elektromagneten erfolgte über ein unipolares, rechnergesteuertes Netzteil der Firma Delta, Typ SD 7020D. Um das Feld umzudrehen, wird ein Umpoler geschaltet. Das Magnetfeld beträgt maximal 35,8kA/m (450Oe). Die Spannungsmessung erfolgte über ein Multimeter der Firma Keithley, Modell 2000 (Abbildung 3.5).

Die Temperaturregelung übernimmt ein Regler der Firma Eurotherm, Typ 2416, der über einen Thyristor (Eurotherm 425A) die Heizungsspannung steuert. Per Rechner können Solltemperatur oder Temperaturrampe und die zuvor für die jeweilige Temperatur optimierten PID-Parameter übergeben werden. Der Temperaturbereich umfasst 75°C bis 450°C. Die gewünschte Solltemperatur wird von Raumtemperatur in unter fünf Minuten erreicht und anschließend auf ein Grad genau geregelt. Die Abkühlung mit Wasser auf unter 50°C erfolgte, je nach vorhergehender Temperatur, in zwei bis drei Minuten, mit Luft in ca. zehn Minuten. Ohne aktive Kühlung kühlt sich das System nur sehr langsam ab.

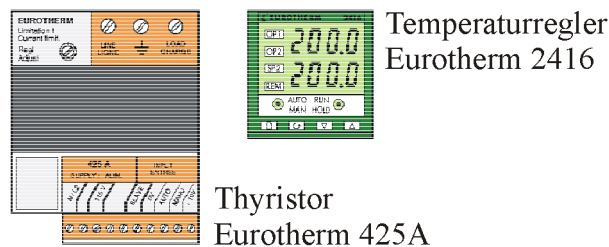


Abbildung 3.6: Temperaturregelung im Vakuumofen.

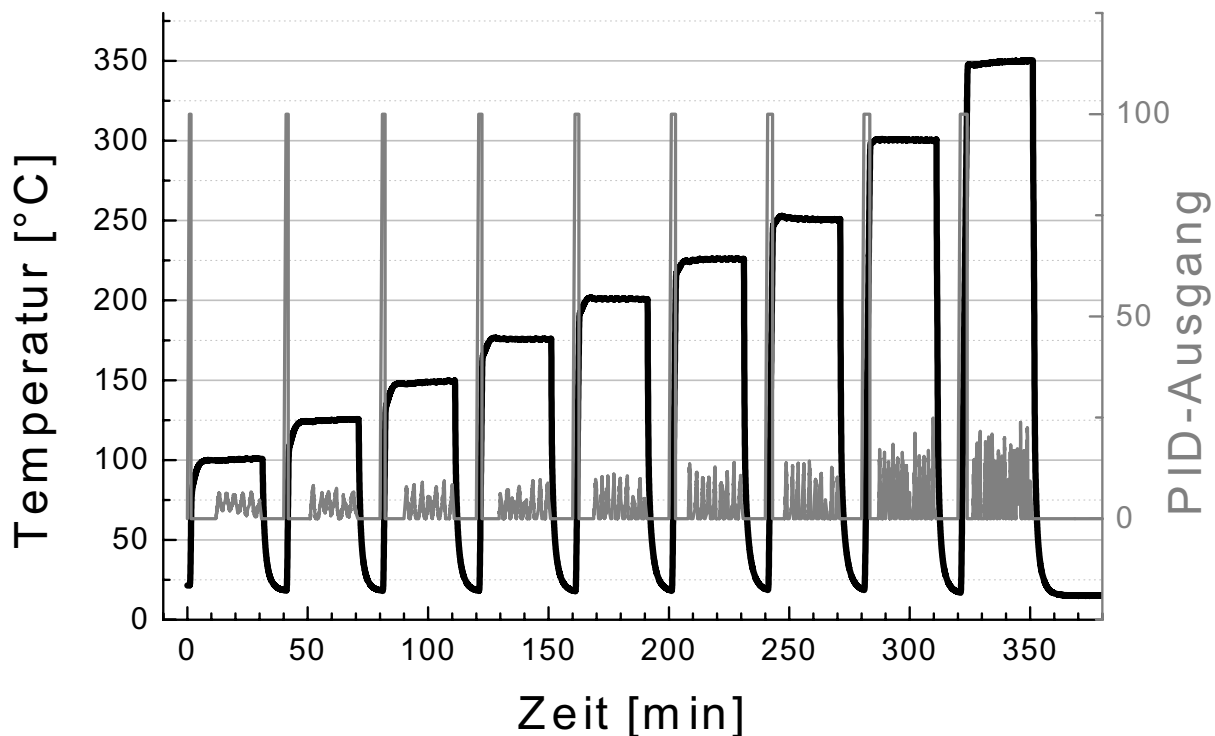


Abbildung 3.7: Temperaturverlauf im Vakuumofen (schwarz) und Ausgangssignal der PID-Regelung (grau). Von 100°C bis 250°C wird in Stufen von 25°, zusätzlich auf 300°C und 350°C für 30 Minuten geheizt. Nach jeder Stufe wird für 10 Minuten gekühlt und dabei Raumtemperatur erreicht. Alle 10 Minuten erfolgt automatisch eine GMR-Messung.

Für die Steuerung des Temperaturreglers, des Netzteils, der Magnetventile und zur Aufzeichnung der Kennlinien, von Soll- und Isttemperatur und dem Protokollieren der durchgeführten Messungen wurde ein Programm entwickelt. Hiermit konnten auch vollständige Auslagerungsprogramme vorgegeben werden. Diese beinhalteten die gewünschte Temperatur und Dauer von Heizphasen und die Dauer und Art der Kühlung, Luft für langsame oder Wasser für schnelle Abkühlung. Die Informationen wurden in einer Datei gespeichert und anschließend selbständig abgearbeitet. Ein Eingreifen war nicht erforderlich, sodass auch Langzeitmessungen problemlos durchgeführt werden konnten.

Eine typische Auslagerungsvorschrift umfasst z. B. den Temperaturanstieg in Schritten von 25°C oder 50°C für jeweils 30 Minuten bis zum Verschwinden des GMR-Effektes, mit Abkühlung auf Raumtemperatur nach jedem Temperaturschritt für 10 Minuten (Beispiel siehe Abbildungen 3.7 und 3.8), oder eine Langzeitauslagerung bei einer Temperatur bis zu 3 Tagen, unterbrochen von Messungen bei Raumtemperatur jeweils nach 3 Stunden. Ebenfalls wurden sogenannte *Burn-Ins* durchgeführt. Hierbei wird das Schichtsystem bis zu einer geeignet gewählten Temperatur erhitzt und eine Langzeitauslagerung bei etwas tieferer Temperatur angeschlossen.

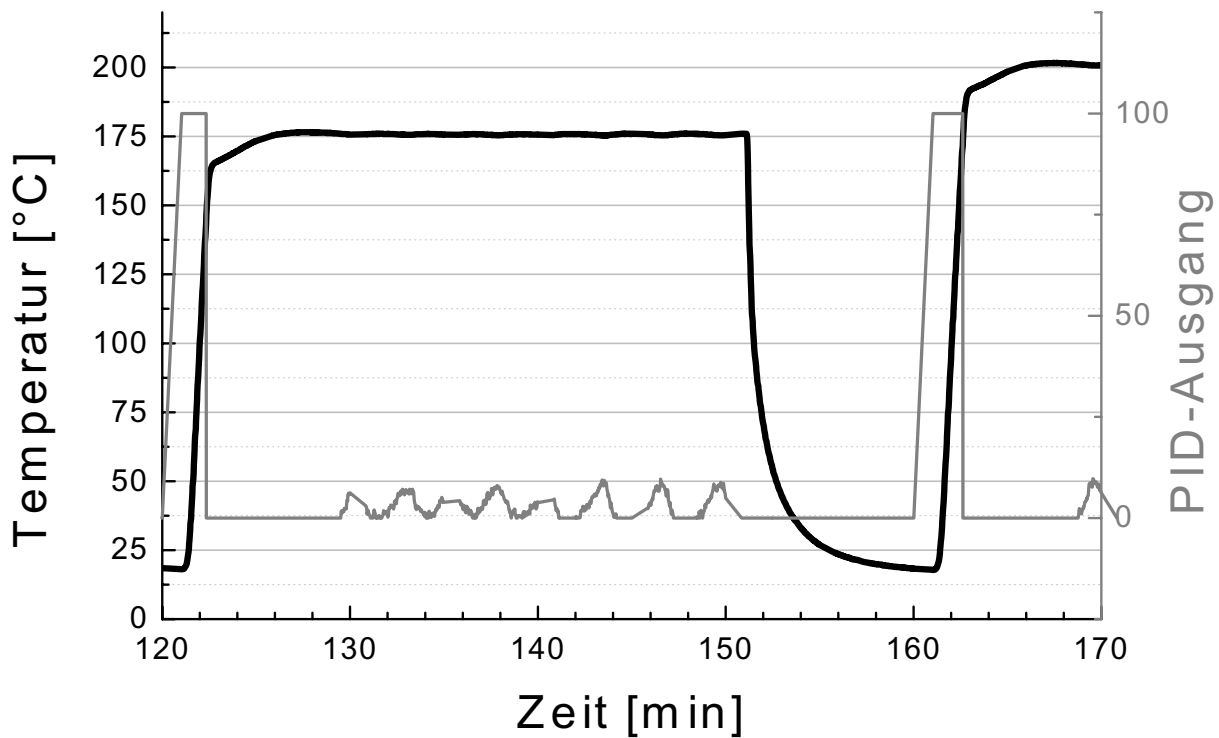


Abbildung 3.8: Temperaturverlauf im Vakuumofen (schwarz) und Ausgangssignal der PID-Regelung (grau) für die 175°C-Stufe.

## 3.4 Untersuchung der Magnetisierung an MOKE-Apparatur

### 3.4.1 Der magneto-optische Kerr-Effekt

Wird eine ferromagnetische Probe mit linear polarisiertem Licht bestrahlt, so wird je nach Magnetisierung elliptisch polarisiertes Licht in der Reflexion oder Transmission erzeugt. Drehwinkel und Elliptizität sind proportional zur Magnetisierung der Probe. Die mikroskopische Ursache für die magneto-optischen Erscheinungen sind die Austauschspaltung der Elektronen mit entgegengesetztem Spin in ferromagnetischen Materialien und die Spin-Bahn-Kopplung, die quantenmechanisch und relativistisch behandelt werden müssen. Die Besonderheiten der Anwendung des Kerr-Effektes auf magnetische Dünnschichtsysteme gibt [vol99] und [bec99].

Der Kerr-Winkel steigt nahezu linear mit der Schichtdicke an und nähert sich für große Dicken asymptotisch einem Sättigungswert an. Wann der Sättigungswert erreicht ist, hängt von der Eindringtiefe des Lichtes im Medium ab. Er ist in der Größenordnung einiger 10nm, was im Falle der magnetischen Dreischichtsysteme (Kapitel 4) eine Durchleuchtung des gesamten Schichtsystems bedeutet.

Die Abhängigkeit des Kerr-Winkels von der Tiefe der magnetischen Schicht im System kann genutzt werden, um die Magnetisierung von oberer und unterer Magnetschicht der magnetischen Dreilagern zu unterscheiden. Insbesondere ermöglicht das Sputtern auf einem Glassubstrat die Durchleuchtung des selben Schichtsystems von beiden Seiten. Ein Modell zur Auswertung solcher Messungen liefert [sudE]. Es handelt sich bei diesem Modell um eine gewichtete Überlagerung der zwei Magnetisierungskurven der beteiligten magnetischen Schichten.

### 3.4.2 Aufbau

Um mechanische Störungen und Streulicht abzustellen, wurde die Apparatur zur MOKE und GMR-Messung in einem separaten Dunkelraum auf einem schwingungsfreien Unterbau aufgebaut. Den prinzipiellen Aufbau zeigt Abbildung 3.9. Die Integration der MOKE-Messapparatur in einen GMR-Messstand ermöglicht die gleichzeitige Aufnahme des Magnetowiderstandes und des Kerr-Signals. Der verwendete Diodenlaser hat eine Wellenlänge von 675nm und eine optische Ausgangsleistung von 3mW. Der Durchmesser des Laserspots beträgt 0,2mm und kann durch eine Linse angepasst werden. Weitere Einzelheiten zum Versuchsaufbau, zur Stabilität des Lasers und zum Signal-Rausch-Verhältnis können [sudE] entnommen werden.



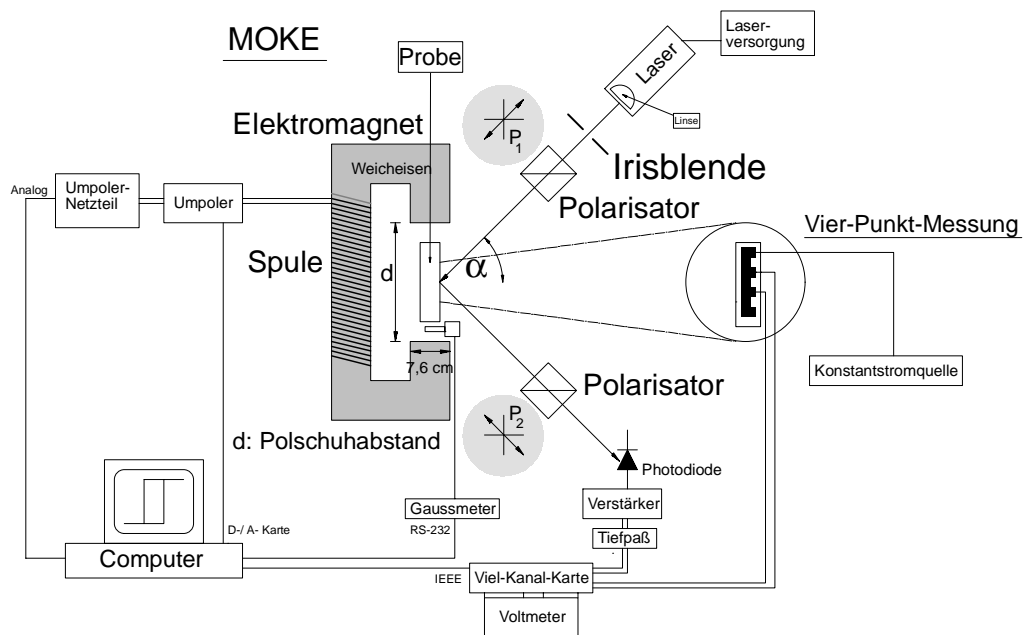


Abbildung 3.9: Versuchsaufbau zur MOKE- und GMR-Messung (aus [sudE]).

# Kapitel 4

## Magnetische Dreischichtsysteme

Magnetischen Dreilager sind aufgrund ihres einfachen Aufbaus hervorragend geeignet, die Veränderung der Effektamplitude und der zugrundeliegenden Parameter von stark gekoppelten bis zu ungekoppelten Systemen zu untersuchen. Das Schaltverhalten dieser einfachen Systeme kann gut maßgeschneidert und vermessen werden. Hieraus lassen sich dann auch Rückschlüsse auf kompliziertere Systeme machen. Genauso wie Spinvalves mit Exchange-Bias sind diese Systeme für Sensoren in der Automatisierung interessant, was jedoch hohe Anforderungen an die eingesetzten Materialien stellt. Insbesondere ist eine hohe Temperaturstabilität erforderlich.

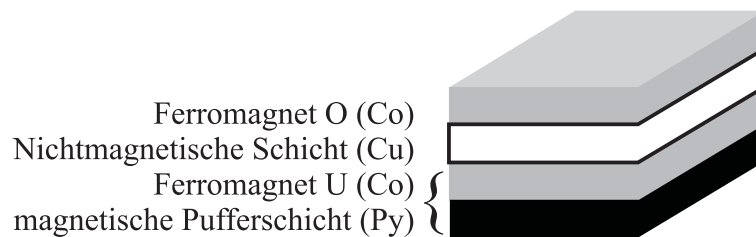


Abbildung 4.1: Aufbau der magnetischen Dreischichtsystems.

## 4.1 GMR-Amplitude als Funktion der Kupferschichtdicke

Nachdem geeignete Kobalt- und Permalloyschichtdicken, sowie ideale Präparationsparameter in Voruntersuchungen bestimmt worden waren, wurde die für alle weiteren Untersuchungen grundlegende Probenserie der Form  $Py_{2,8nm} - Co_{2,6nm} / Cu_d / Co_{2,9nm}$  (Abbildung 4.1) hergestellt und anschließend die GMR-Kennlinien vermessen. Anhand dieser Kennlinien lässt sich der Kupferdickenbereich festlegen, in dem das System antiferromagnetisch koppelt und deshalb in einem äußeren magnetischen Feld eine starke Änderung des elektrischen Widerstandes zeigt. Die Abhängigkeit der GMR-Amplitude von der Kupferschichtdicke bei Raumtemperatur zeigt Abbildung 4.2.

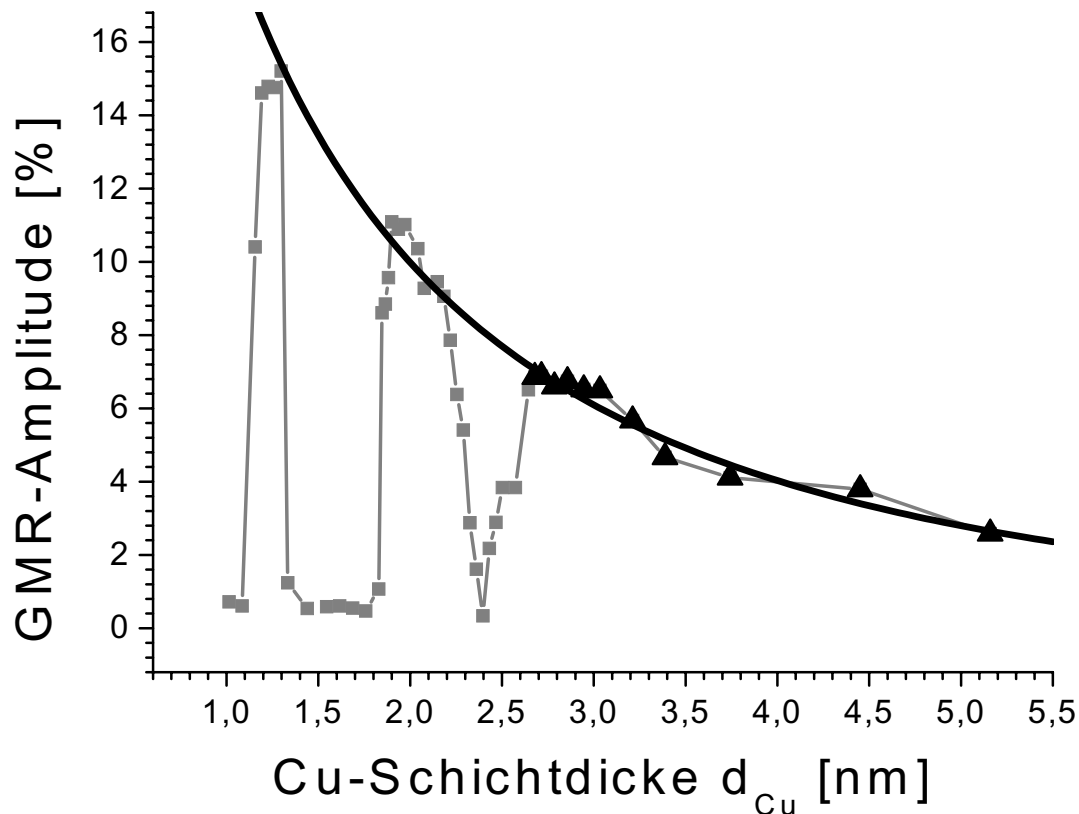


Abbildung 4.2: GMR-Amplitude als Funktion der Kupferschichtdicke im System  $Py_{2,8nm} - Co_{2,6nm} / Cu_d / Co_{2,9nm}$  und Fit nach B. Dieny.

Das erste antiferromagnetische Kopplungsmaximum (AFCM = antiferromagnetic coupling maximum) zeigt einen GMR-Effekt von 15% bei einer Kupferdicke von 1,3nm. Zweites und drittes Maximum zeigen einen Effekt von 11% bzw. 7% bei Kupferdicken von 2,0nm und 2,7nm. Die Kennlinien für die drei Maxima sind in Abschnitt 4.3 (Abbildung 4.4) aufgetragen. Die erzielten Ergebnisse stimmen mit den höchsten erreichten GMR-Effekten für einfache Spinvalves vom Typ NiO/Co/Cu/Co/Cu/NiCo überein [swa96].

Nach dem dritten Maximum erkennt man den Übergang in den Bereich ungekoppelter Systeme: Die Effektamplitude nimmt bei weiter zunehmender Kupferschichtdicke nach dem dritten Maximum nicht wieder deutlich ab (Bereich des vierten ferromagnetischen Kopplungsmaximums), sondern zeigt eine kontinuierliche Dämpfung des Effektes. In diesem Kupferschichtdickenbereich ist die antiferromagnetische Kopplung schwach. Die verschiedenen Koerzitivfeldstärken der ersten magnetischen Schicht, bestehend aus  $Py_{2,8nm}$  und  $Co_{2,6nm}$  und der oberen magnetischen Schicht aus  $Co_{2,9nm}$ , bewirken hier die Widerstandsänderung.

Die Position der Maxima kann verglichen werden mit der Kupferdicke von 1,0nm, 2,0nm und 3,0nm, bei denen Cu/Co-Multilagen einen maximalen GMR-Effekt zeigen. (Die Schichten wurden in der gleichen Anlage hergestellt und unterlagen derselben Eichung.) Diese Abweichung zeigt, dass die Kopplung nicht nur von der Kupferschichtdicke abhängt, sondern auch von den benachbarten magnetischen Schichten und deren Oberflächen. Wie im eingeführten Quantentopfmodell zur Zwischenschichtaustauschkopplung (Abschnitt 2.2.3) besprochen, beeinflussen weitere magnetische und nichtmagnetische Lagen Form und Höhe der Potentialbarrieren.

B. Dieny [die94] gibt für ungekoppelte Systeme ein phänomenologisches Gesetz an, welches den GMR-Effekt als Funktion der Kupferschichtdicke beschreibt:

$$\frac{\Delta R}{R}(d_{NM}) = \left( \frac{\Delta R}{R} \right)_1 \cdot \frac{\exp(-d_{NM}/l_{NM})}{1 + d_{NM}/t_0} \quad (4.1)$$

Die Dicke der nichtmagnetischen Schicht wird mit  $d_{NM}$  bezeichnet,  $l_{NM}$  ist die mittlere freie Weglänge der Elektronen des niederohmigen Spinkanals im Metall. Somit gibt der Zähler dieser Formel die Wahrscheinlichkeit an, dass ein Elektron des niederohmigen Spinkanals die Kupferschicht ohne diffuse Streuung passiert. Der Nenner berücksichtigt den mit der Kupferdicke zunehmenden Shunting-Effekt im System, wobei  $t_0$  von der Restleitfähigkeit des Systems ohne Kupferschicht abhängt. Der Vorfaktor entspricht dem Fall reiner Grenzflächenstreuung für  $d_{Cu} \rightarrow 0$ .

Fittet man dieses empirische Gesetz an die Messpunkte bei maximalem GMR-Effekt im 1. und 2. Maximum und an die Werte ab dem 3. Maximum, so

erhält man eine Funktion, die sowohl den GMR-Effekt für den ungekoppelten Bereich, als auch die Einhüllende der ersten beiden Maxima zutreffend beschreibt. Es ergibt sich 5,9nm für  $l_{NM}$  und 0,6nm für  $t_0$ . Für  $(\frac{\Delta R}{R})_1$  erhält man 60,6%.

Die mittlere freie Weglänge  $l_{NM}$  von 5,9nm ist wesentlich kleiner als die mittlere freie Weglänge im Bulk (23nm). Mit anderen Worten heißt das, dass die spezifische Leitfähigkeit  $\sigma$  wesentlich kleiner als im massiven Festkörper ist. (Vergleiche Tabelle 4.2 in Abschnitt 4.3.) Hieraus lässt sich folgern, dass die Elektronen auch bei paralleler Anordnung einen starken Einfluss der Grenzflächen spüren. Dies macht die vergleichsweise hohen Effektamplituden möglich.

## 4.2 GMR-Amplitude als Funktion der Kobaltschichtdicke

Desweiteren wurde die Abhängigkeit des GMR-Effektes von den beiden Kobaltschichten untersucht. Hierzu wurden vier Probenserien hergestellt, zwei Serien im ersten (Kupferschichtdicke 1,26nm) und zwei im zweiten antiferromagnetischen Kopplungsmaximum (Kupferschichtdicke 2,0nm). Jeweils wurde eine der Kobaltschichtdicken variiert, wogegen Kupferschichtdicke, Permalloydicke und die jeweils andere Kobaltschichtdicke konstant gehalten wurde. Aufgetragen sind in Abbildung 4.3 die GMR-Effektamplituden der gemessenen Kennlinien.

B. Dieny gibt auch hierfür ein empirisches Gesetz an [die94]:

$$\frac{\Delta R}{R}(t_F) = \left(\frac{\Delta R}{R}\right)_0 \cdot \frac{1 - \exp(-d_F/l_F)}{1 + d_F/t_0} \quad (4.2)$$

Hier gibt der Zähler die über alle Winkel gemittelte Wahrscheinlichkeit an, dass ein Elektron des niederohmigen Spinkanals in der Kobaltschicht gestreut wird, bevor es an der Oberfläche diffus gestreut wird. Auch hier berücksichtigt der Nenner den Shunting-Effekt.

Für kleine Kobaltdicken ist die Effektamplitude deutlich kleiner als es die Formel erwarten lässt. Um dennoch Aussagen über die freien Weglängen machen zu können, wurden die dünnsten Schichten im Fit nicht berücksichtigt (siehe punkt-gestrichelte Linie in den Grafen). Die Werte der Fitparameter lassen sich Tabelle 4.2 entnehmen.

Auch hier zeigt sich eine wesentlich kleinere mittlere freie Weglänge als im Massivmaterial, wie es gemäß den Ausführungen im vorangehenden Abschnitt zu erwarten ist.

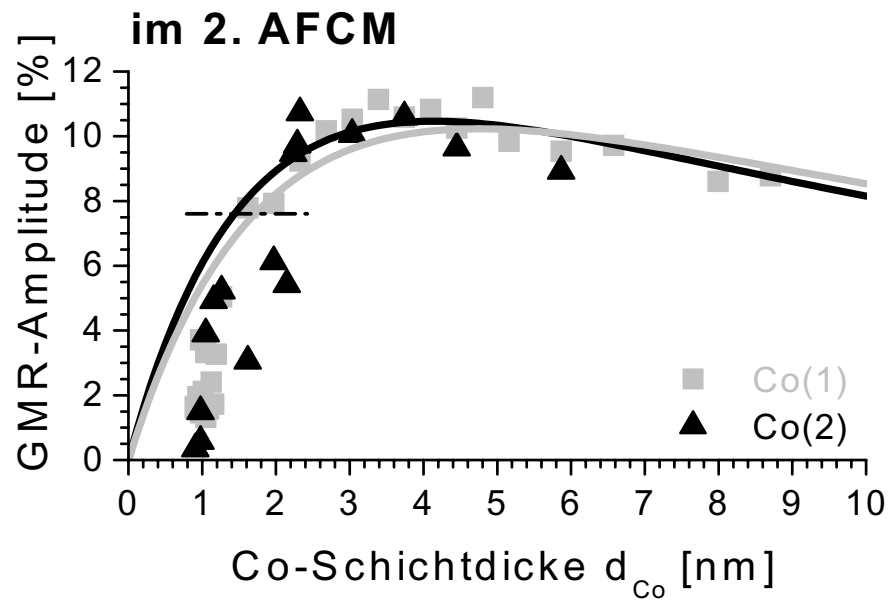
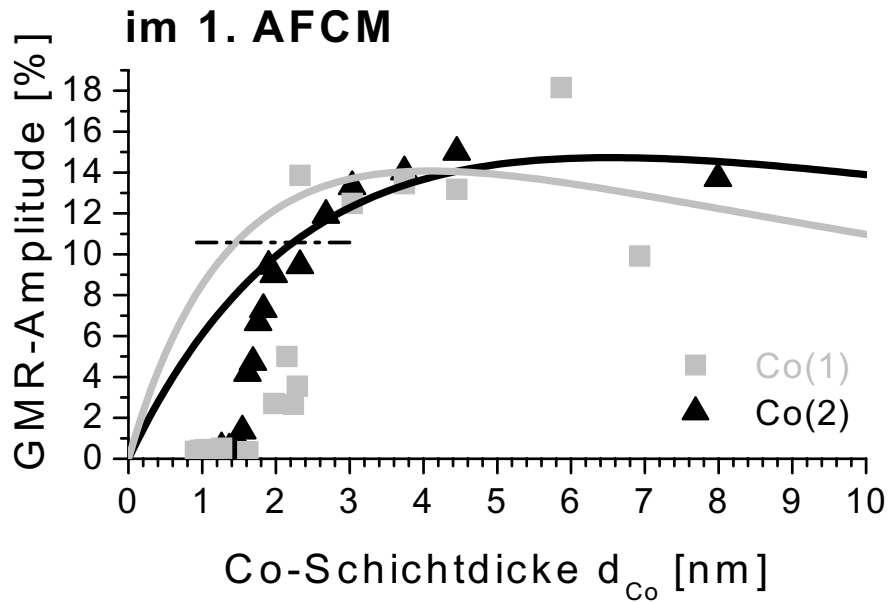


Abbildung 4.3: GMR-Amplitude als Funktion der Kobaltschichtdicke im 1. AFCM für die Systeme  $Py_{2,8nm} - Co_d / Cu_{1,26nm} / Co_{2,9nm}$  (Co(1)-Variation) und  $Py_{2,8nm} - Co_{2,6nm} / Cu_{1,26nm} / Co_d$  (Co(2)-Variation) und im 2. AFCM für die Systeme  $Py_{2,8nm} - Co_d / Cu_{2,0nm} / Co_{2,9nm}$  (Co(1)) und  $Py_{2,8nm} - Co_{2,6nm} / Cu_{2,0nm} / Co_d$  (Co(2)).

Schicht		$l_F$	$t_0$	$(\frac{\Delta R}{R})_0$	$\chi^2$
Kobaltschicht (1)	1. AFCM	3,8nm	3,3nm	47,4%	11,3
Kobaltschicht (2)	1. AFCM	3,7nm	11,3nm	28,0%	1,11
Kobaltschicht (1)	2. AFCM	2,6nm	6,1nm	21,9%	0,29
Kobaltschicht (2)	2. AFCM	3,1nm	6,4nm	22,8%	0,25

Tabelle 4.1: Fitparameter für Variation der Kobaltschicht.

Auffällig ist der starke Abfall der GMR-Amplitude unterhalb von 1,5nm. Ein ähnliches Verhalten zeigt B. Dieny ebenfalls für das System  $F_d/Cu_{2,5nm}/NiFe_{5,0nm}/FeMn_{10,0nm}$  mit  $F = Ni_{80}Fe_{20}$ ,  $Co$  oder  $Fe$  (Abbildung 5b in [die94]). Auch die Messungen von V. S. Speriosu *et al.* am System  $Ta_{5,0nm}/NiFe_d/Cu_{2,25nm}/NiFe_{5,0nm}/FeMn_{11,0nm}/Ta_{5,0nm}$  bestätigen diesen Abfall unterhalb von ca. 2nm.

Bei dem Versuch einer Erklärung muss unterschieden werden zwischen der Reduktion der oberen Kobaltschicht und der unteren Kobaltschicht zwischen Kupfer und Permalloy. Zunächst könnte man den starken Abfall des GMR-Effektes unterhalb von 1,5nm einfach in beiden Fällen mit einer mangelnden Schichtqualität begründen, z. B. durch Brückenbildung zwischen den magnetischen Schichten oder starke Grenzflächenrauigkeit, die eine antiferromagnetische zu Gunsten einer ferromagnetischen Kopplung schwächt. Dies ist jedoch im Vergleich zur Kupferschicht, die bei einer Dicke von 1,2nm noch einen GMR-Effekt von 15% ermöglicht, bei den hier untersuchten Proben unwahrscheinlich. Für Kupfer-Kobalt-Multilagen konnten im Rahmen dieser Arbeit geschlossene Schichten bis unterhalb von 0,5nm hergestellt werden (siehe Kapitel 5).

Wird die obere Kobaltschicht zu dünn, sehen die Elektronen im Kupfer das Vakuum. Dies sorgt für eine Veränderung der Phasenverschiebung bei der Reflexion (siehe hierzu Abschnitt 2.2.3). Die Kupferschicht hat dann nicht mehr die für antiferromagnetische Kopplung erforderliche Dicke. Hinzu kommt die spinunabhängige Streuung an der Potentialbarriere zum Vakuum. Bei der Reduktion der unteren Kobaltschicht passiert hier im Wesentlichen das gleiche. Obwohl ein weiterer Ferromagnet folgt, kommt es zu einer Phasenverschiebung der Kopplung und die gewählte Kupferschichtdicke passt nicht mehr. Die kritische Dicke, wann das hinter der Kobaltschicht liegende Material — sei es Vakuum oder ein weiterer Ferromagnet — für die Elektronen in der Kupferschicht erkennbar wird, scheint abhängig vom Kopplungsmaximum zu sein. Dies würde auch erklären, warum der starke Effektabfall im 1. AFCM bei 1,8nm liegt, unabhängig davon, welche Kobaltschicht reduziert wurde, und im 2. AFCM bei 1,1nm.

Dies stellt auch die von S. S. P. Parkin vorgestellte Idee des Kobalt-Dustings

in Frage [par92b]. Parkin zeigt, dass der GMR-Effekt in einem Kupfer-Permalloy-Multilagensystem durch Hinzufügen einer dünnen Kobaltschicht (Dusting) wesentlich erhöht werden kann. Zu hinterfragen ist, ob es sich dann noch um ein Kupfer-Permalloy-Multilagensystem im eigentlichen Sinn handelt, oder ob Elektronen im Kupfer ein Kobalt-Kupfer-System sehen und das Permalloy innerhalb der „Kobaltschicht“ eher von untergeordneter Bedeutung ist.

### 4.3 Analyse der Kennlinien

In diesem Abschnitt sollen nun die GMR-Kennlinien, insbesondere in den drei antiferromagnetischen Kopplungsmaxima (Abbildung 4.4), betrachtet werden. Tabelle 4.2 zeigt die gemessenen Größen maximale Effektamplitude,

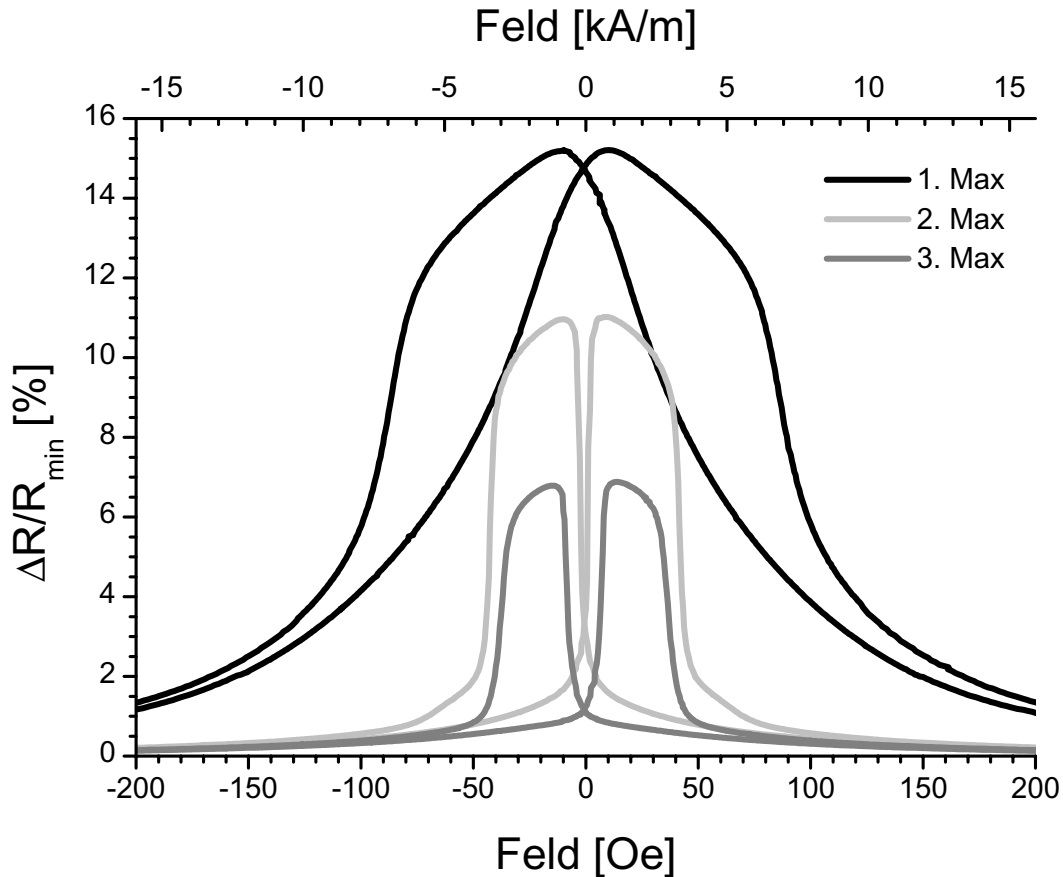


Abbildung 4.4: Kennlinien in den drei Maxima für das System  $Py_{2,8nm} - Co_{2,6nm}/Cu_{1,3nm}|2,0nm|2,7nm/Co_{2,9nm}$ .



Kupferschichtdicke der Maxima, Sättigungsfeld, Sensitivität an der inneren Flanke und Crossover gemäß der Definition in Abschnitt 2.3.5. Die spezifische Leitfähigkeit wurde aus dem gemessenen Spannungsabfall bei der Vierpunktmessung bei einem Kontaktabstand von 5mm, einer Probenbreite von 4mm und einem Messstrom von 1mA berechnet. Außerdem sind die Parameter  $M^*$  (gemäß Gleichung (2.45)) und  $J^*$  (gemäß Gleichung (2.47)) für die drei Maxima berechnet worden.

Messgröße	1. AFCM	2. AFCM	3. AFCM
Amplitude	15%	11%	7%
Kupferschichtdicke	1,3nm	2,0nm	2,7nm
Sättigungsfeld	129,4Oe	45,5Oe	42,2Oe
Sensitivität	0,1%/Oe	2,7%/Oe	1,3%/Oe
Crossover	14,8%	3,4%	1,2%
	( $\approx 1$ von 15%)	( $\approx 1/3$ von 11%)	( $\approx 1/6$ von 7%)
Widerstand	70 $\Omega$	54 $\Omega$	40 $\Omega$
spez. Leitfähigkeit	0,019 $\frac{1}{\mu\Omega cm}$	0,021 $\frac{1}{\mu\Omega cm}$	0,028 $\frac{1}{\mu\Omega cm}$
$M^*$		1225,7 $\frac{kA}{m}$	
$d_{FM}$		8,3nm	
$J^*$	-30,5 $\frac{\mu J}{m^2}$	-11,6 $\frac{\mu J}{m^2}$	-10,7 $\frac{\mu J}{m^2}$

Tabelle 4.2: Messgrößen der Kennlinien und die berechneten Parameter in den 3 Kopplungsmaxima im System  $Py_{2,8nm} - Co_{2,6nm} / Cu_d / Co_{2,9nm}$ . Die Berechnung von  $M^*$  erfolgte gemäß Gleichung (2.45). Die Sättigungsmagnetisierungen sind Abschnitt 2.4.5 zu entnehmen.  $J^*$  lässt sich gemäß Gleichung (2.47) berechnen.

Die Abnahme der GMR-Amplitude wurde bereits in Abschnitt 4.1 diskutiert. Betrachtet man das Sättigungsfeld, so fällt auf, dass sie vom ersten zum zweiten AFCM erwartungsgemäß stark abfällt, jedoch vom zweiten zum dritten AFCM kaum einer Änderung unterliegt. Damit einher geht ein entsprechendes Verhalten der Kopplungskonstanten  $J^*$ . Dies soll im folgenden Abschnitt 4.4 näher diskutiert werden. Ein deutliches Zeichen für die in der Tat abnehmende Kopplungsstärke ist der Abfall des Crossovers, auch im Verhältnis zur maximalen Amplitude. Er spiegelt die sinkende Kraft der Zwischenschichtaustauschkopplung wieder, die magnetisch weichere Schicht vor Erreichen des Nullfeldes in eine zur harten Schicht antiparallele Magnetisierung zu drehen.

Abbildung 4.5 zeigt diese und weitere Parameter in der Übersicht für alle gemessenen Kennlinien auch außerhalb der Maxima. Die Sensitivität ist erwartungsgemäß im ersten AFCM mit maximal 0,1%/Oe sehr gering, erreicht jedoch im Bereich des 2. AFCM Werte bis zu 3,2%/Oe. Weiterhin bemerkenswert ist das Verhalten des Koerzitivfeldes. Wird die Kupferschicht

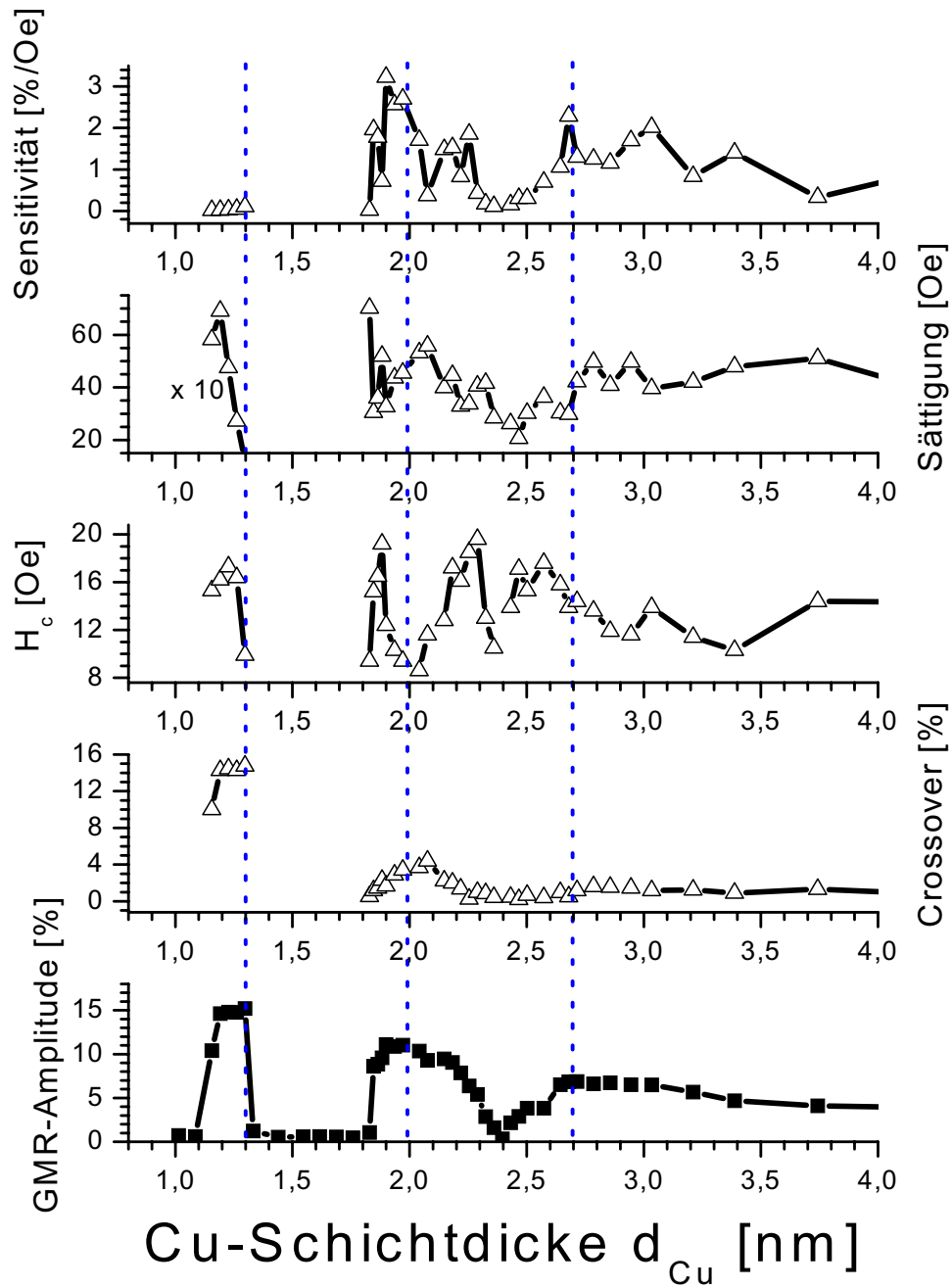


Abbildung 4.5: GMR-Amplitude, Crossover, Koerzitivfeld, Sättigungsmagnetisierung und Sensitivität als Funktion der Kupferschichtdicke im System  $Py_{2,8nm} - Co_{2,6nm}/Cu_d/Co_{2,9nm}$ .

maximaler Kopplung im 1. und 2. AFCM erreicht, sinkt es unter 10Oe ab. Dies kann als Anzeichen dafür gesehen werden, dass hier der Kopplungsanteil einen entscheidenden Beitrag an der Gesamtenergie im Vergleich zum Anisotropieterm liefert. In Übereinstimmung mit dieser These ist ein deutliches Absinken des Koerzitivfeldes im 3. AFCM nicht erkennbar, da hier die Kopplung zu schwach ist. Dass sich der Crossover nach dem dritten Maximum bei 1,0% bis 1,5% einpendelt, deutet auf den schwachen Einfluss der Kopplung auf die Form der Kennlinien im Bereich nach dem 3. AFCM hin.

In einem abschließendem Schritt wurden die Kennlinien für die drei Maxima noch einmal gemäß Abschnitt 2.4 simuliert. Die Abbildungen 4.6 bis 4.8 zeigen die Ergebnisse. Unter Annahme rein linearer Anisotropie wurden Kopplungskonstanten  $J_L$  von  $-20\mu J/m^2$ ,  $-11\mu J/m^2$  und  $-6\mu J/m^2$  für die drei Kopplungsmaxima zum Erreichen optimaler Übereinstimmung ermittelt. Diese Konstanten stimmen in der Größenordnung mit den für  $J^*$  erhaltenen Ergebnissen überein. Deutlich zeigt sich hier der Abfall der Kopplungsstärke auch vom 2. zum 3. AFCM, was durch  $J^*$  nicht wiedergegeben wird (siehe Abschnitt 4.4).

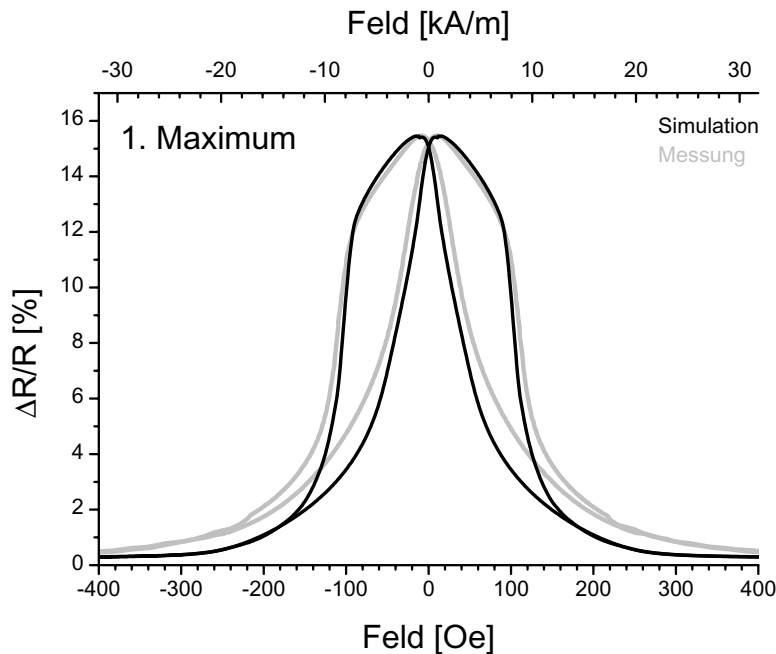


Abbildung 4.6: Simulation und Messkurve im 1. AFCM.

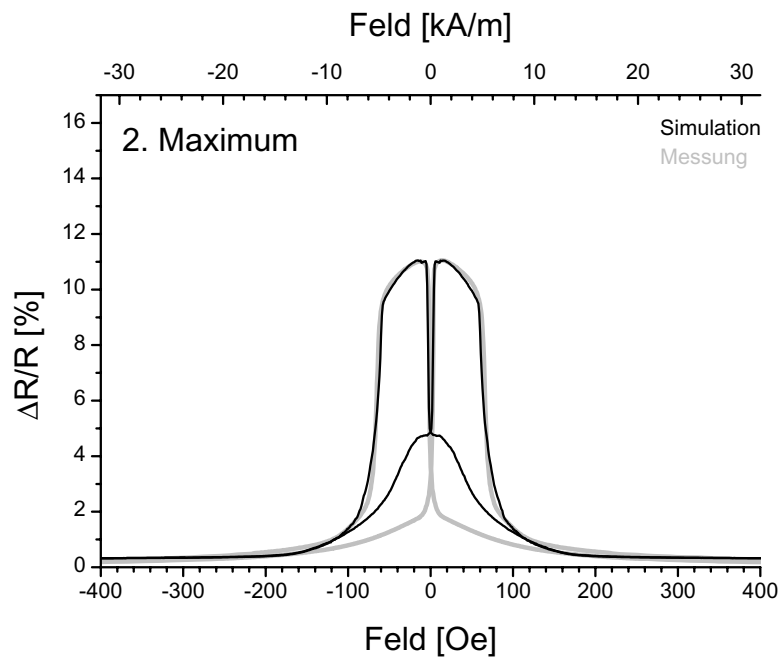


Abbildung 4.7: Simulation und Messkurve im 2. AFM.

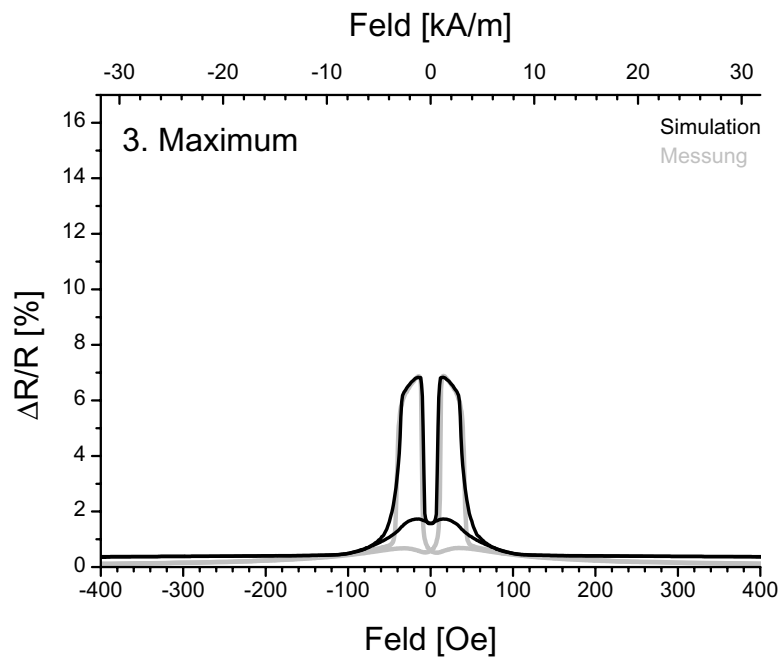


Abbildung 4.8: Simulation und Messkurve im 3. AFM.

## 4.4 Analyse der Oszillation

Wie schon in Abschnitt 4.3 für die drei Maxima wurde der Kopplungsparameter  $J^*$  für alle aufgenommenen Kennlinien des Systems  $Py_{2,8nm} - Co_{2,6nm}/Cu_d/Co_{2,9nm}$  gemäß Gleichungen (2.45) und (2.47) berechnet. Das Ergebnis zeigen die Punkte in Abbildung 4.9.

Um Aussagen über die Kopplungsperiode  $\Lambda$  und die Phase  $\phi$  machen zu können, wurden in einem zweiten Schritt diese Werte gemäß Abschnitt 2.2.4 angepasst. Da keine Anzeichen für eine Überlagerung zweier Perioden zu erkennen sind, wurde Gleichung (2.37) auf einen Summanden reduziert. Außerdem wurde ein Dämpfungsfaktor hinzugefügt, der über die Abklinglänge  $t_0$  Streuprozesse in der Kupferschicht berücksichtigt. Man erhält als Fitformel somit:

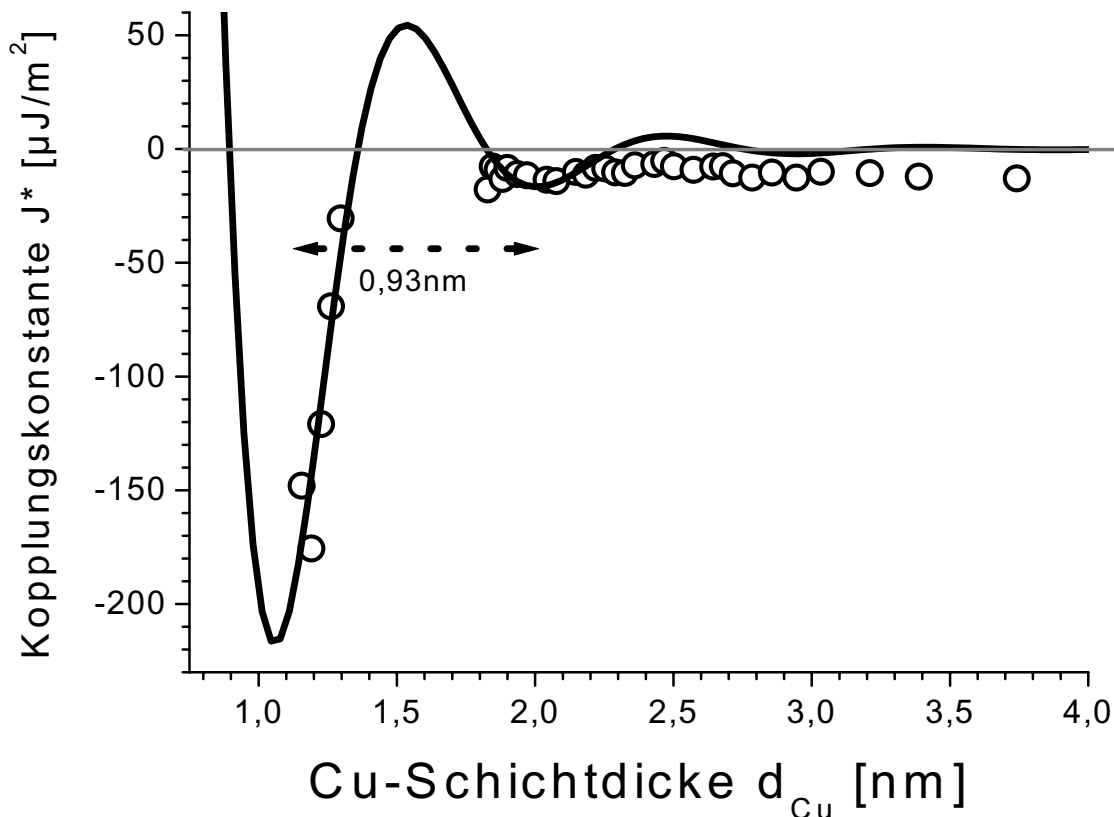


Abbildung 4.9: Kopplungskonstante  $J^*$  als Funktion der Kupferschichtdicke und angepasste Oszillation gemäß dem in Abschnitt 2.2.3 eingeführten Modell. Es zeigt sich eine Periode von 0,93nm.

$$J(D) = \frac{J_0}{d_{Cu}^2} \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda}d_{Cu} + \phi\right) \cdot \exp\left(\frac{-d_{Cu}}{t_0}\right) \quad (4.3)$$

Im strengen Sinn gilt die durchgeführte Berechnung von  $J^*$  nur für den Fall verschwindender Anisotropie und in guter Näherung, falls die Anisotropieenergie im Vergleich zur Zwischenschichtaustauschkopplung gering ist. Aus diesem Grund wurden für den Fit nur die Werte im Bereich des 1. und 2. AFCM verwendet. Die durchgezogene Linie in Abbildung 4.9 zeigt das Ergebnis mit  $J_0 = 1216\mu J/m^2$ ,  $\Lambda = 0,93nm$ ,  $\phi = 0,93\pi$  und  $t_0 = 0,706nm$ .

Das Vorhandensein nur einer Periode von 0,93nm zeigt, dass ein stationärer Vektor der Fermioberfläche einen dominierenden Kopplungsbeitrag liefert, obwohl das Aufwachsen der Schicht auf ein amorphes Glassubstrat eine gute Textur unwahrscheinlich macht. Es ist vielmehr von einer Mittelung über Beiträge von unterschiedlich orientierten stationären Vektoren auszugehen.

Ein Vergleich mit den Berechnungen in Abschnitt 2.2.3 zum Quantentopfmodell der Zwischenschichtaustauschkopplung zeigt, dass die ermittelte Periode von 0,93nm dem theoretischen Wert für Cu[111] von 0,94nm sehr nahe kommt. Hieraus lässt sich schließen, dass ein Großteil der Körner mit dieser Textur aufwächst, was dadurch begünstigt wird, dass dies die dichtestgepackte Kugelpackung als Oberfläche ergibt.

Während zwischen dem 1. und 2. AFCM die ferromagnetische Kopplung ( $J^* > 0$ ) den GMR-Effekt vollständig unterdrückt, ist dieses Verhalten zwischen dem 2. und 3. AFCM aufgrund der abnehmenden Kopplungsstärke nicht mehr so deutlich ausgeprägt. Ab dem 3. AFCM ist nicht mehr die Zwischenschichtaustauschkopplung der überwiegende Verursacher des GMR-Effektes, sondern die unterschiedlichen magnetischen Momente von unterer (Permalloy und Kobalt) und oberer (Kobalt) magnetischer Schicht im Vergleich zur Anisotropie. Dies erklärt, warum in diesem Bereich die aus der Sättigungsmagnetisierung berechneten Werte von  $J^*$  nicht durch den Fit angemessen erfasst werden können.

In der Simulation fließen die Kopplungsenergien ebenfalls separat ein. Deshalb ergibt sich auch hier für die Simulation der Kennlinie im 3. AFCM eine im Vergleich zu  $J^*$  zu kleine Kopplungskonstante (Abschnitt 4.3).

## 4.5 Skalierbarkeit des Systems

Als Beispiel für die Skalierbarkeit des Systems soll hier der Einfluss der Änderung der oberen Kobaltschicht dargestellt werden. Hierbei ist nicht nur die

Effekthöhe von Interesse (siehe Abschnitt 4.2), sondern die Form der Kennlinien (Abbildung 4.10) und ihre Halbwertsbreite und Sättigungsmagnetisierung (Abbildung 4.11).

Für dünne Kobaltschichten, z. B. 1,7nm, leistet die Kopplung den entscheidenden Energiebeitrag. Hier dreht aufgrund der antiferromagnetischen Kopplung die obere Schicht zuerst. Hin- und Rückweg der Kennlinie verlaufen identisch. Es lässt sich eindeutig in der Nähe des Nullfeldes eine Überlagerung des GMR mit dem AMR-Effekt erkennen. Mit zunehmender Kobaltschichtdicke werden Anisotropie und Zeeman-Term immer bedeutender. Zunächst zeigen sich nur kleine Abweichungen für Hin- und Rückweg (1,8nm), dann verlaufen die Kennlinien für Hin- und Rückweg getrennt (ab ca. 3,0nm). Die Effekthöhe nimmt dabei deutlich zu. Bei weiter steigender Schichtdicke nimmt die Effekthöhe bis ca. 3,7 nm zu bei sinkendem Crossover, was die

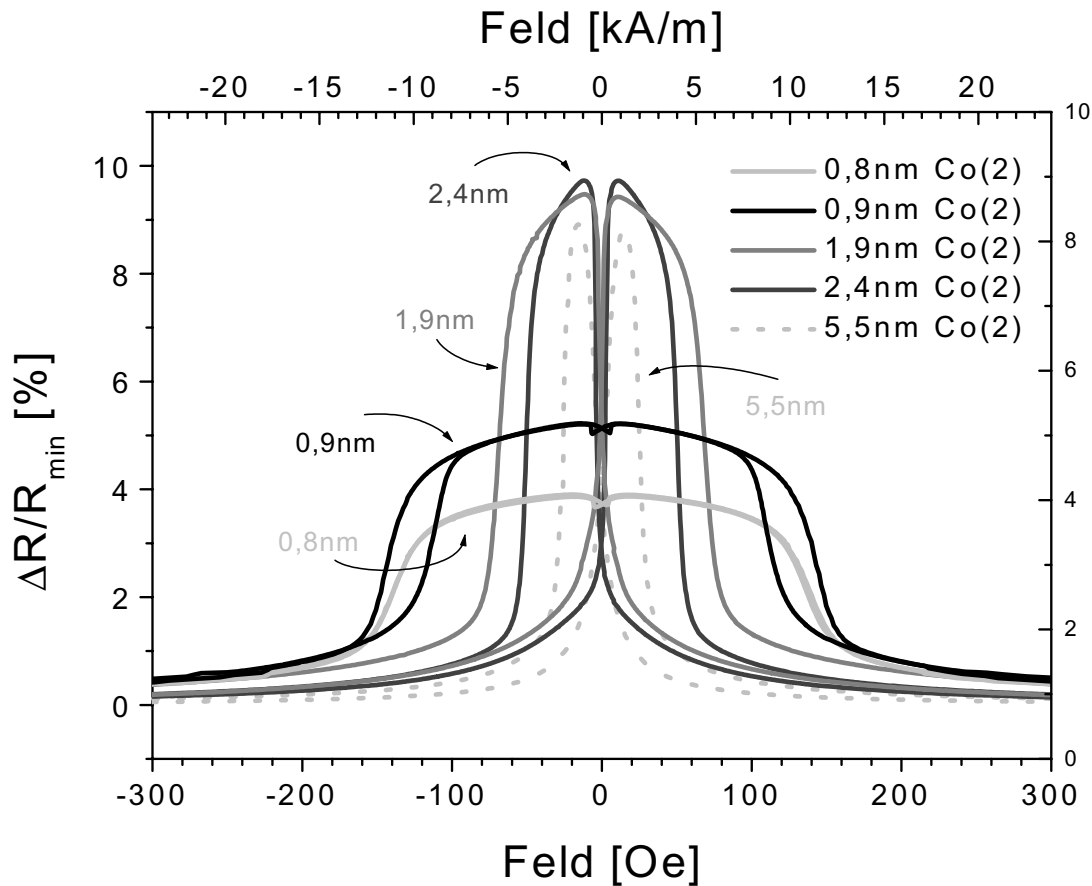


Abbildung 4.10: Kennlinien für verschiedene Kobalt-(2)-Schichtdicken im System  $Py_{2,80nm}/Co_{2,63nm}/Cu_{1,97nm}/Co_d$ . Die Systeme befinden sich im 2. AFCM.

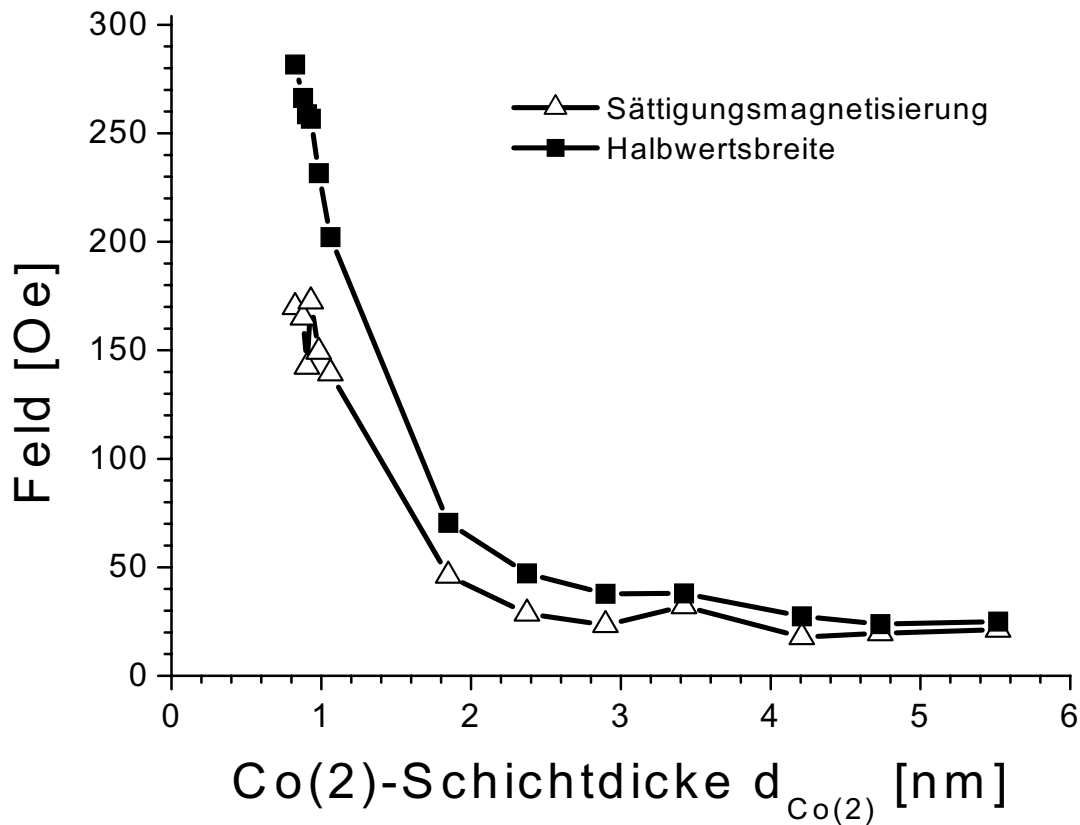


Abbildung 4.11: Sättigung und Halbwertsbreite für verschiedene Kobalt-(2)-Schichtdicken (siehe Abbildung 4.10).

schwindende Abnahme der Kopplungsenergie an der Gesamtenergie wieder spiegelt.

Betrachtet man nun die Sättigungsmagnetisierung und die Halbwertsbreite, so wird das gleiche Verhalten deutlich. Für dünne Kobaltschichten ist die Kurve zu  $H = 0$  symmetrisch. Folglich ist die Halbwertsbreite fast doppelt so groß wie die Sättigungsmagnetisierung. Für zunehmende Schichtdicke nähern sich die beiden Werte an und werden schließlich annähernd gleich.

## 4.6 Untersuchung des Schaltverhaltens

Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten und vermessenen Schichtsysteme wurden von D. Sudfeld im Rahmen ihrer Staatsexamensarbeit ([sudE]) zum



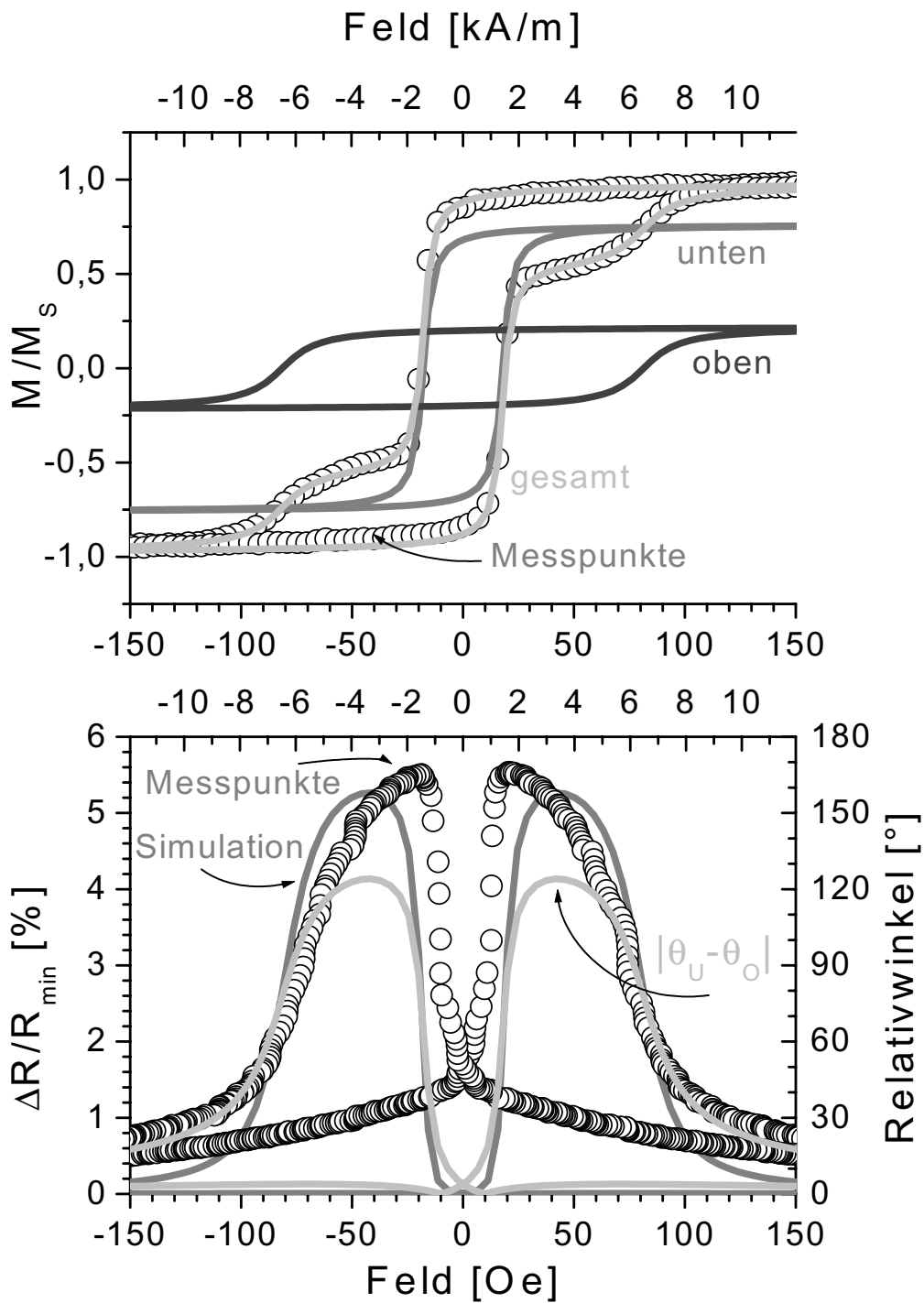


Abbildung 4.12: Kennlinie, Magnetisierungskurve und Relativwinkel der Magnetisierung (Messpunkte als schwarze Kreise) im 3. AFM für die Probe  $P_{y_{2,8nm}} - Co_{2,6nm}/Cu_{2,0nm}/Co_{2,9nm}$ .

Teil untersucht. Anhand von winkelaufgelösten MOKE-Messungen zur Magnetisierung wurden zusätzliche Informationen über die Schaltvorgänge und die Anisotropie der Systeme gewonnen.

Mit Hilfe des Modells der gewichteten Überlagerung zweier Magnetisierungskurven (Abschnitt 3.4.1) konnte gezeigt werden, dass die untere magnetische Schicht aus Permalloy und Kobalt bei einer Änderung des äußeren Feldes (vom Sättigungsfeld aus startend) früher als die obere Kobaltschicht dreht. Dies folgt aus dem geringeren magnetischen Moment der unteren Schicht.

Aufgrund technischer Schwierigkeiten war zwischen Herstellung der Schichtsysteme und den Messungen an der MOKE-Apparatur eine sechsmonatige Unterbrechung. Da in dieser Zeit die Proben ohne Schutzschicht der normalen Atmosphäre ausgesetzt waren, ist ein Teil (nach heutigen Kenntnissen aus Röntgenuntersuchungen bis zu 0,7nm) der oberen Kobaltschicht oxidiert. Da Kobaltoxid eine andere Textur aufzeigt, die häufig zu bilinearer Anisotropie führt, sind die winkelaufgelösten Messungen, die eine Periodizität von  $90^\circ$  zeigen, leider nicht für die sofort nach Herstellung aufgenommenen Kennlinien aussagekräftig. Als Folge der Oxidation sind die Effekthöhen leicht gesunken, die Kurvenform ist insgesamt breiter geworden.

Als weiteres bemerkenswertes Ergebnis dieser Arbeit [sudE] ist festzuhalten, dass die mit Hilfe der Simulation berechneten Magnetisierungen in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Kurven sind. Dies ist beispielhaft in Abbildung 4.12 für das Permalloy-Kobalt/Kupfer/Kobalt-System im 3. AFCM gezeigt.

## 4.7 Vergleich mit NiCo-System

Zum Vergleich mit dem Kobalt-Kupfer-Kobalt-System wurde eine Serie vom Typ  $Py_{2,8nm}/NiCo_{2,59nm}/Cu_d/NiCo_{2,34nm}$  hergestellt und die Kennlinien gemessen. Die verwendete Nickel-Kobalt Legierung bestand aus 57 Gewichtsprozent Nickel und 43 Gewichtsprozent Kobalt. NiCo zeichnet sich im Vergleich zu reinem Kobalt durch eine wesentlich geringere Anisotropie aus. Abbildung 4.13 zeigt die gemessenen GMR-Amplituden. Zum Vergleich wurden die bereits bekannten Ergebnisse für das reine Kobaltsystem hinzugefügt.

Ebenso eingezeichnet ist die Fitkurve gemäß Gleichung (4.1). Wie zuvor wurde dieses empirische Gesetz an die Messpunkte bei maximalem GMR-Effekt im 1. und 2. Maximum und an die Werte ab dem 3. Maximum angefitet. Man erhält für das NiCo-System die Werte 4,8nm für  $l_{NM}$ , 1,3nm für  $t_0$  und 18,7% für  $(\frac{\Delta R}{R})_1$ .

Das geringe Abnehmen von  $l_{NM}$  im Vergleich zum reinen Kobaltsystem bedeutet, dass die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron des niederohmigen

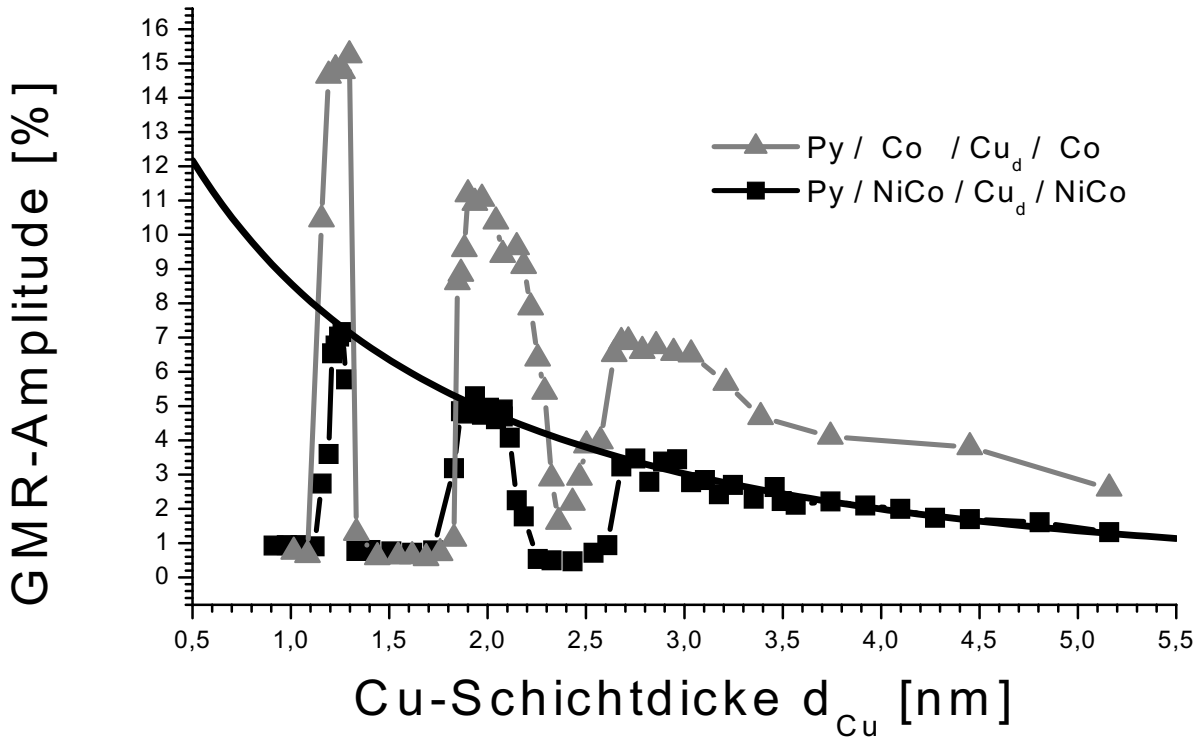


Abbildung 4.13: Vergleich der Effektamplitude im Kobalt- und Nickel-Kobalt-System in Abhängigkeit von der Effektamplitude und Fit nach Diény.

Spinkanals die Kupferschicht ohne diffuse Streuung passiert, nur gering vermindert ist. Der Parameter  $t_0$  dagegen wird mehr als verdoppelt, was bedeutet, dass der Shunting-Effekt in diesem System wesentlich geringer ist, in Übereinstimmung mit dem höheren spezifischen Widerstand von NiCo gegenüber Kobalt und der geringeren Schichtdicke der ferromagnetischen Materialien. Der Vorfaktor fällt jedoch unter ein Drittel ab, was die insgesamt geringeren Effekt-Amplituden widerspiegelt.

Deutlich lassen sich auch hier drei antiferromagnetische Kopplungsmaxima ausmachen. Ihre Lage fällt bis auf 0,1nm mit den für das Kobaltsystem ermittelten Kupferschichtdicken überein. Effekthöhe und weitere Parameter sind Tabelle 4.3 zu entnehmen. Sowohl Sättigungsfeld, Crossover, als auch  $J^*$  spiegeln die geringere Kopplung dieses Systems wieder. Damit verbunden ist eine geringere Effektamplitude und geringere Sensitivität.

Messgröße	1. AFCM	2. AFCM	3. AFCM
Amplitude	7,2%	5,3%	3,5%
Kupferschichtdicke	1,26nm	1,93nm	2,7nm
Sättigungsfeld	81,2Oe	37,7Oe	27,2Oe
Sensitivität	0,07%/Oe	0,19%/Oe	0,7%/Oe
Crossover	6,0%	3,0%	0,9%
	( $\approx 4/5$ von 15%)	( $\approx 2/3$ von 11%)	( $\approx 1/4$ von 7%)
$M^*$		$937,4 \frac{kA}{m}$	
$d_{FM}$		7,7nm	
$J^*$	$-14,7 \frac{\mu J}{m^2}$	$-6,8 \frac{\mu J}{m^2}$	$-4,9 \frac{\mu J}{m^2}$

Tabelle 4.3: Messgrößen der Kennlinien und die berechneten Parameter in den 3 Kopplungsmaxima im System  $Py_{2,8nm} - NiCo_{2,59nm} / Cu_d / NiCo_{2,34nm}$  ( $M^*$  gemäß Gleichung (2.45),  $J^*$  gemäß Gleichung (2.47)).

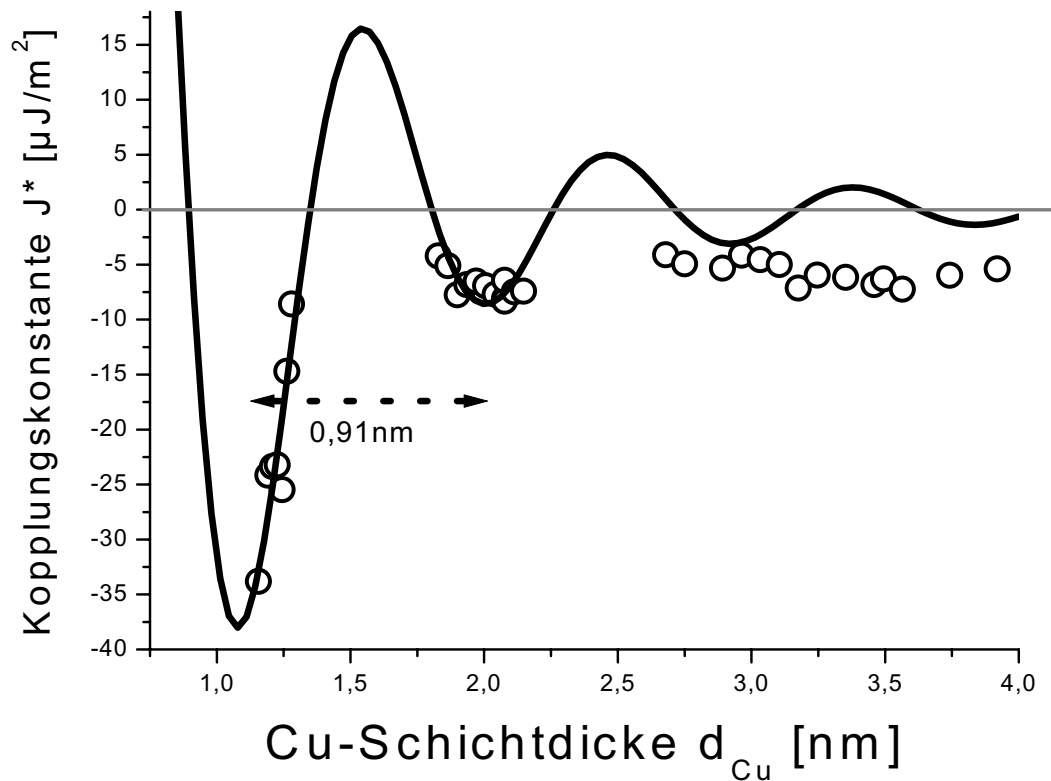


Abbildung 4.14: Kopplungskonstante  $J^*$  als Funktion der Kupferschichtdicke und angepasste Oszillation gemäß dem in Abschnitt 2.2.3 eingeführten Modell im NiCo-System. Es zeigt sich eine Periode von 0,91nm.

Abbildung 4.14 zeigt die Kopplungskonstante  $J^*$  für das Nickel-Kobalt-System. Auffällig ist, dass hier die ferromagnetische Kopplung zwischen dem 2. und 3. AFCM ausreicht, den GMR-Effekt vollständig zu unterdrücken, was ebenfalls auf die geringere Anisotropie und geringeren magnetischen Momente der ferromagnetischen Schicht zurückzuführen ist. Die durchgezogene Linie in Abbildung 4.14 zeigt das Ergebnis des Fits mit  $J_0 = 63,8\mu J/m^2$ ,  $\Lambda = 0,91nm$ ,  $\phi = 0,97\pi$  und  $t_0 = 3,36nm$ .

## 4.8 Zusammenfassung

Es konnte eine Oszillation des GMR-Effektes in Abhängigkeit von der Kupferzwischenschicht eindeutig festgestellt werden. Drei antiferromagnetische Kopplungsmaxima bei 1,3nm, 2,0 nm und 2,7nm sind deutlich zu erkennen. Die Kennlinien in den drei Maxima zeigen für das Permalloy-Kobalt/Kupfer/Kobalt-System Effektamplituden von 15%, 12% und 7% und Empfindlichkeiten von 0,1%/Oe, 2,7%/Oe und 1,3%/Oe. Nach dem dritten Kopplungsmaximum geht das System in ein ungekoppeltes System über, das den GMR-Effekt aufgrund der unterschiedlichen magnetischen Koerzitivfelder und Momente von unterer magnetischer Schicht aus Permalloy und Kobalt und der oberen magnetischen Schicht aus Kobalt zeigt. Die Untersuchung der Kopplung zeigt eine Oszillationsperiode von  $\Lambda = 0,93nm$ , was in Übereinstimmung mit einer dominierenden Ausrichtung des Kupfers in (111)-Richtung steht. Die Abhängigkeit der Effekt-Amplitude von der Kobaltschichtdicke konnte gemäß dem von B. Dieny für ungekoppelte Systeme eingeführten empirischen Gesetz [die94] auch für die vorliegenden gekoppelten Systeme bestätigt werden. Die hohen Effektamplituden und die beschriebenen Schichtdickenabhängigkeiten beweisen eine hohe Schichtqualität bis unterhalb von 1nm. Aus technischer Sicht ist die Skalierbarkeit der Systeme von hohem Interesse. Ein zum Vergleich hergestelltes System  $Py - NiCo/Cu/NiCo$  zeigt ebenfalls die Oszillation des GMR-Effektes mit der Kupferzwischenschicht. Die geringere Sättigungsmagnetisierung und Anisotropie der Nickel-Kobalt-Legierung im Vergleich zum reinen Kobalt spiegeln sich in der Abnahme der Kopplungsenergie wieder.

Die eingeführte Simulation kann die Eigenschaften neuer Systeme gut vorherbestimmen und somit die Erstellung von Schichtsystemen mit gewünschten Eigenschaften beschleunigen.

# Kapitel 5

## Hysteresefreie Cu/Co-Multilagen

Der zweite Teil der Analyse und Charakterisierung beschäftigt sich mit hysteresefreien Kupfer/Kobalt-Multilagen. Wie schon in der Einleitung ausgeführt, sind diese Systeme für die Anwendung von hohem Interesse. Hier noch einmal in Kürze die entscheidenden Kriterien für die Anwendung von metallischen Multilagen:

- hohe Effektamplitude
- hohe Temperaturstabilität bis mindestens 180°C um rauen Eingangsbedingungen zu genügen
- hysteresefreie GMR-Kennlinien, um das elektronische Auslesen zu vereinfachen.
- hohe Sensitivität

*Cu/Co*-Multilagen sind bekannt für hohe GMR-Effekte und eine hohe Temperaturstabilität. So behalten Multilagen vom Typ  $Py_{2,1nm} / \{Cu_{2,0nm} / Co_{1,3nm}\}_{60}$  im zweiten antiferromagnetischen Kopplungsmaximum bei isochroner<sup>1</sup> Auslagerung bis 375°C einen GMR-Effekt von  $27,4 \pm 0,9\%$ , gemessen bei Raumtemperatur nach Abkühlung. Leider zeigen jedoch übliche *Cu/Co*-Multilagen GMR-Kennlinien mit Hysterese. Wünschenswert erscheint nun die Kombination von hoher Temperaturstabilität bei gleichzeitig hysteresefreier GMR-Kennlinie, wobei Effekthöhe und Sensitivität nicht zu stark vermindert werden sollten.

---

<sup>1</sup>Isochrome Auslagerung bedeutet hier die Auslagerung in Stufen von 25°C von 50°C bis 375°C für jeweils 20 Minuten bei zwischenzeitlicher Abkühlung auf Raumtemperatur.

## 5.1 Strategien

Strategien, um hysteresefreie  $Cu/Co$ -Multilagen herzustellen, wurden bereits vorgeschlagen und drei verschiedene Wege wurden bisher erfolgreich umgesetzt ([kub97a], [kub97b] und [holl98]). Siehe hierzu auch Abbildung 5.1.

- Reduzierung der Kobaltschichtdicke
- Verwendung von abwechselnd dicken und dünnen Kobaltschichten
- Ersetzen der Kobaltschicht durch eine  $Co_{1-x}/Cu_x$ -Legierung

Die gemeinsame Idee aller drei Ansätze ist die Reduktion des Energiebeitrags der Kristallanisotropie.

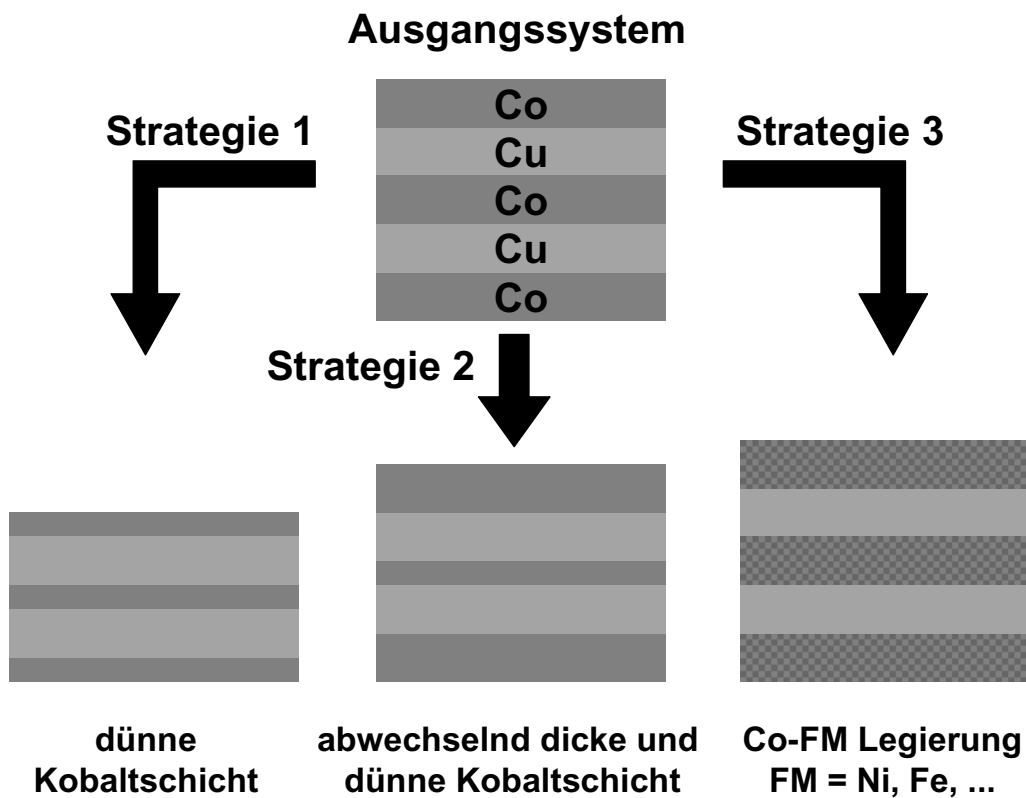


Abbildung 5.1: Strategien für hysteresefreie  $Cu/Co$ -Multilagen.

Während der Forschungsarbeit wurden zwei Fragestellungen behandelt:

1. Wie sind die GMR-Parameter (z. B. Effekthöhe und Sensitivität) solcher  $Cu/Co$ - und  $Cu/Ni_{57}Co_{43}$ -Multilagen?
2. Handelt es sich bei diesen Systemen tatsächlich um einen Durchbruch in Hinblick auf die Temperaturstabilität?

## 5.2 Simulation

Das bereits in Abschnitt 2.4 eingeführte Modell wurde zur Planung des Experimentes eingesetzt. Vom Ausgangssystem, der hysteresebehafteten Multilage  $Py_{2,8nm}/\{Cu_{2,0nm}/Co_{1,0nm}\}_{40}$  wurden die erforderlichen Parameter bestimmt und der Simulation zugrunde gelegt. Es konnte gezeigt werden, dass

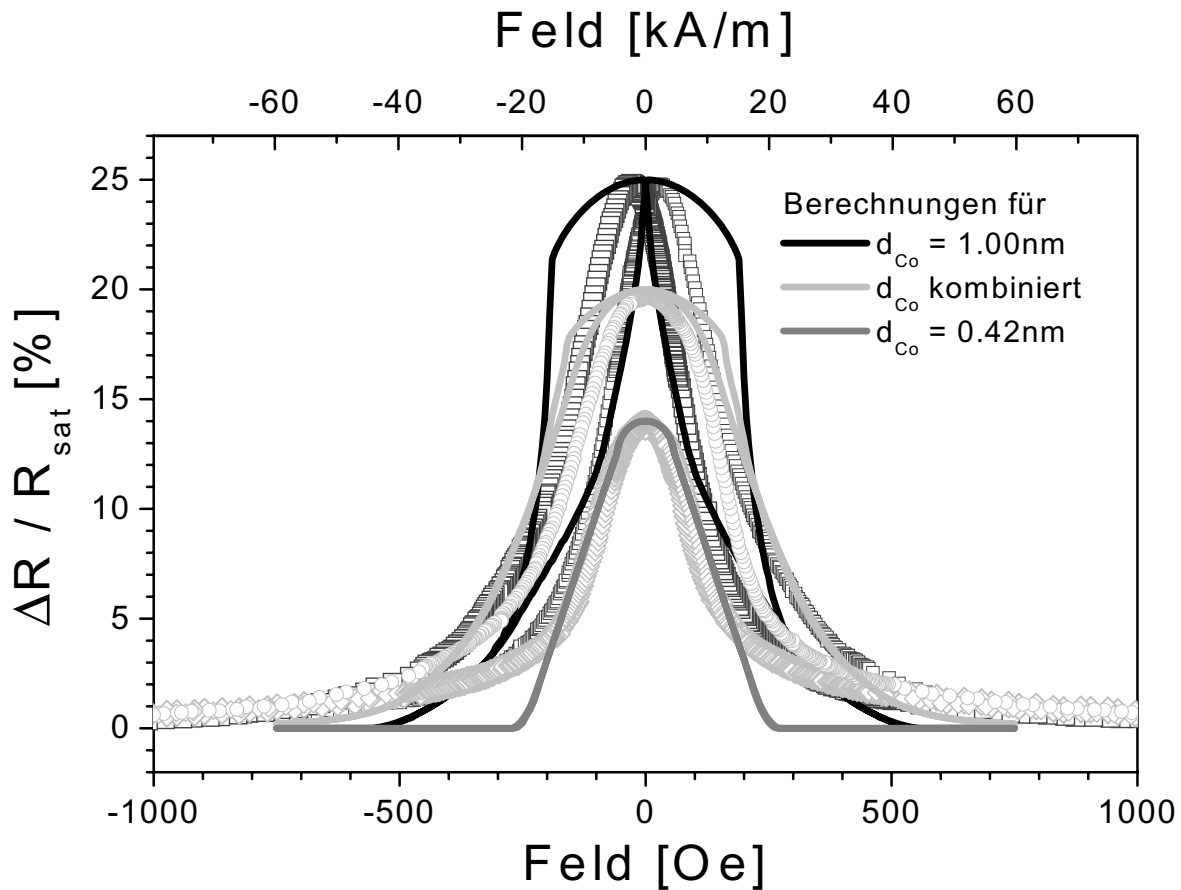


Abbildung 5.2: Messung und Simulation für  $Cu/Co$ -Multilagen mit verschiedener Kobaltschichtdicke. Weitere Angaben sind dem Text zu entnehmen.



eine Reduktion von  $d_{Co}$  oder  $K_{eff}$  eine Verringerung der Hysterese bzw. deren Verschwinden bewirkt.

Abbildung 5.2 zeigt die Anpassung der Simulation an die tatsächlich gemessenen Kennlinien. Hierbei wurden zunächst die Kopplungskonstanten für das Ausgangssystem zu  $J_L = 0,009mJ/m^2$ ,  $J_Q = 0,0016mJ/m^2$  und  $K_{eff} = 16747,6J/m^3$  bestimmt, anschließend für das System dünner Kobaltschichten ( $Py_{2,8nm}/\{Cu_{2,0nm}/Co_{0,42nm}\}_{40}$ ) mit  $J_L = 0,003mJ/m^2$ ,  $J_Q = 0,0004mJ/m^2$  und  $K_{eff} = 1542,1J/m^3$ . Für das kombinierte System ( $Py_{2,8nm} / \{Cu_{2,0nm} / Co_{0,42nm} / Cu_{2,0nm} / Co_{1,0nm}\}_{20}$ ) wurden dann die jeweiligen Werte für  $K_{eff}$  benutzt. Für die Kopplungskonstanten  $J$  konnte gezeigt werden, dass

$$J_{Kombination} = \frac{1}{2}(J_{dick} + J_{dünn}), \quad (5.1)$$

also  $J_L = 0,006mJ/m^2$  und  $J_Q = 0,0010mJ/m^2$  eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment ergeben.

## 5.3 Auswertung

### 5.3.1 Reduktion der Kobaltschichtdicke

Wird die Kobaltschichtdicke des Ausgangssystems  $Py_{2,8nm} / \{Cu_{2,0nm} / Co_{1,0nm}\}_{40}$  (Kennlinie 1 in Abbildung 5.3) reduziert, so werden Hin- und Rückweg der Kennlinie erwartungsgemäß zusammengeschoben. Hierbei wird das Sättigungsfeld  $H_{Sat}$  genauso verringert wie die Koerzitivfeldstärke  $H_C$ , bis man eine hysteresefreie, glockenförmige Kennlinie bei  $d_{Co} = 0,42nm$  erhält (Kennlinie 2). Da die Kopplungskonstante der Zwischenschichtaustauschenergie  $J$  proportional zur Sättigungsmagnetisierung  $H_{Sat}$  und zur Kobaltschichtdicke  $t_{Co}$  ist, fällt die Effekthöhe  $g$  auf 14% ab.

Glockenförmige, hysteresefreie Kennlinien werden jedoch nur für ein schmales Fenster von 0,38nm bis 0,45nm gemessen. Bei weiterer Reduktion der Kobaltschichtdicke ergeben sich Kennlinien, die für granulare Systeme typisch sind. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die Kobaltschicht nicht mehr kontinuierlich ist (Kennlinie 3). Vergleicht man die Kennlinien mit den Ergebnissen von H. Holloway und D. J. Kubinski [holl98], so kann angenommen werden, dass die von ihnen untersuchten Systeme keine geschlossenen Schichten mehr beinhalten.

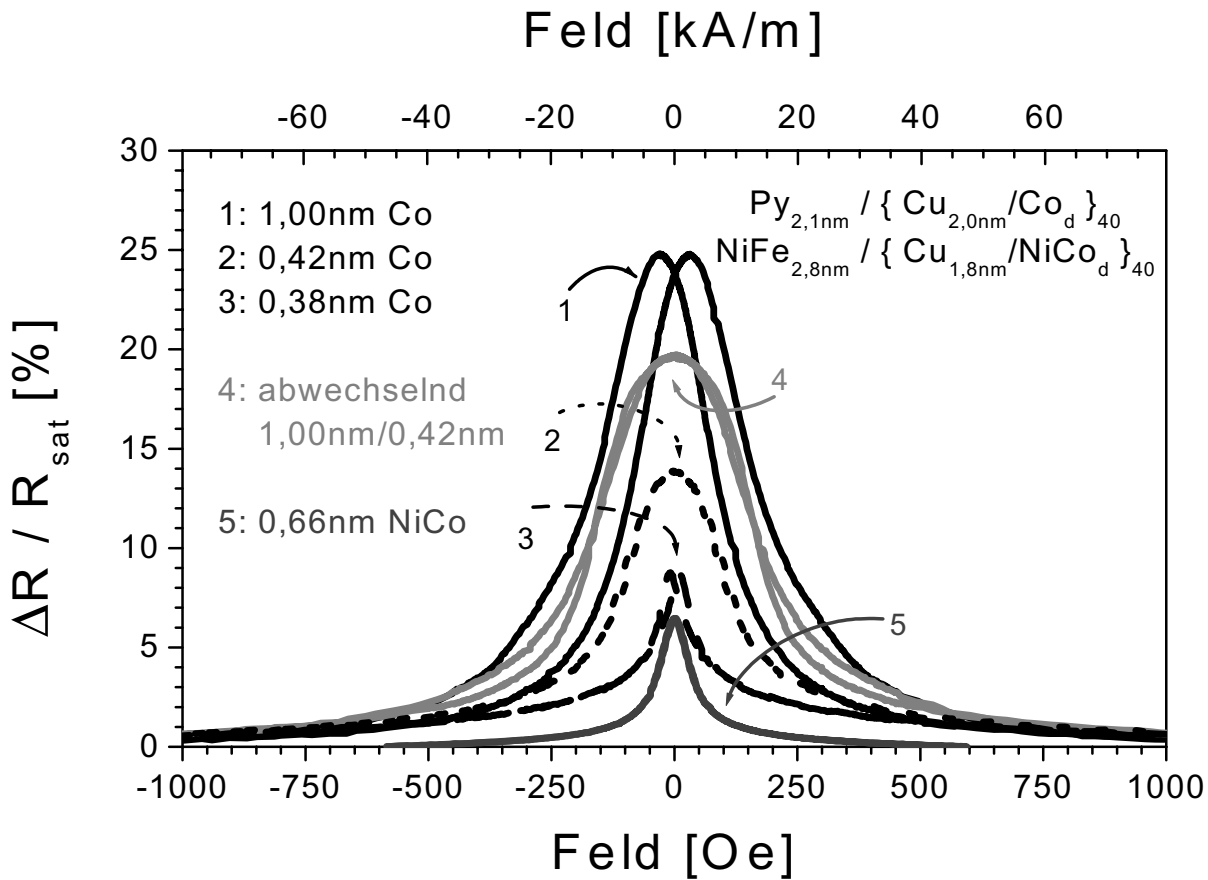


Abbildung 5.3: Kennlinien von Cu/Co- und Cu/NiCo-Multilagen verschiedener Dicken der magnetischen Schicht.

Für die Sensitivität  $S_{FWHM}^2$  wurden für das System mit dicken Kobaltschichten 0,14%/Oe, für das System dünner Kobaltschichten 0,08%/Oe gemessen, und selbst die granularen Systeme zeigen noch eine Sensitivität von 0,07%/Oe.

### 5.3.2 Kombinationsschichten

Die Effekthöhe bei gleichzeitiger Hysteresefreiheit verdoppelt sich fast, wenn abwechseln dicke und dünne Kobaltschichten eingesetzt werden. Ein Schichtsystem vom Typ  $Py_{2,8nm} / \{ Cu_{2,0nm} / Co_{0,42nm} / Cu_{2,0nm} / Co_{1,0nm} \}_{20}$  erreicht einen GMR-Effekt von 20% bei Raumtemperatur (Kennlinie 4), was auf eine Steige-

<sup>2</sup>FWHM = Full Width at Half Maximum. Sensitivität gemäß der ersten Definition in Abschnitt 2.3.5.

rung der antiferromagnetischen Kopplungskonstante auf das 2,4-fache zurückzuführen ist. Die Sensitivität verbessert sich immerhin auf 0,11%/Oe, erreicht jedoch nicht die Werte des Ausgangssystems.

### 5.3.3 Einsatz von $Ni_{57}Co_{43}$

Ersetzt man Kobalt durch eine Legierung von 57 Gewichtsprozent Nickel und 43 Gewichtsprozent Kobalt, so ist die Anisotropie reduziert. Das kritische Fenster für hysteresefreie Systeme verschiebt sich zu größeren Schichtdicken hin und beträgt für das System  $Py_{2,8nm}/Cu_{1,8nm}/NiCo_{d_{40}}$  und 0,59nm bis 0,7nm (Kennlinie 5). Die zugehörige Sensitivität übertrifft die des hysteresefreien Kobaltsystems um 40% und erreicht ebenfalls einen Wert von 0,11%/Oe.

## 5.4 Temperaturstabilität

Die Untersuchungen zur Temperaturstabilität der ursprünglichen und der hysteresefreien Kupfer/Kobalt-Multilagen wurden in dem in Abschnitt 3.3 beschriebenen Vakuum-Ofen durchgeführt. So konnte sichergestellt werden, dass alle Proben einen identischen, wohldefinierten Temperaturverlauf erleben und gut vergleichbare Ergebnisse liefern.

Ein Vergleich der Temperaturstabilität der Cu/Co- und Cu/NiCo-Schichtsysteme bei isochroner Auslagerung zeigt Abbildung 5.4. Das Schichtsystem  $Py_{2,8nm} / \{Cu_{2,0nm} / Co_{1,0nm}\}_{40}$  ist stabil bis 245°C. Dann setzt der Übergang zu einem granularen Verhalten ein, was mit einem stetigen Abfall der Effekthöhe verbunden ist. Die Temperaturstabilität der hysteresefreien Cu/Co-Multilagen  $Py_{2,8nm} / \{Cu_{2,0nm} / Co_{0,42nm}\}_{40}$  und  $Py_{2,8nm} / \{Cu_{2,0nm} / Co_{0,42nm} / Cu_{2,0nm} / Co_{1,0nm}\}_{20}$  wird eindeutig durch die Superzellen mit der dünneren Kobaltschicht bestimmt. Vergleicht man den Auftrag der Effekthöhe als Funktion der Temperatur, so fallen beide Kurven bei einer Temperatur von 139°C ab. Hysteresefreie Cu/NiCo-Systeme sind aufgrund der höheren Schichtdicken etwas temperaturstabiler, aber auch beschränkt bis auf Temperaturen von 179°C.

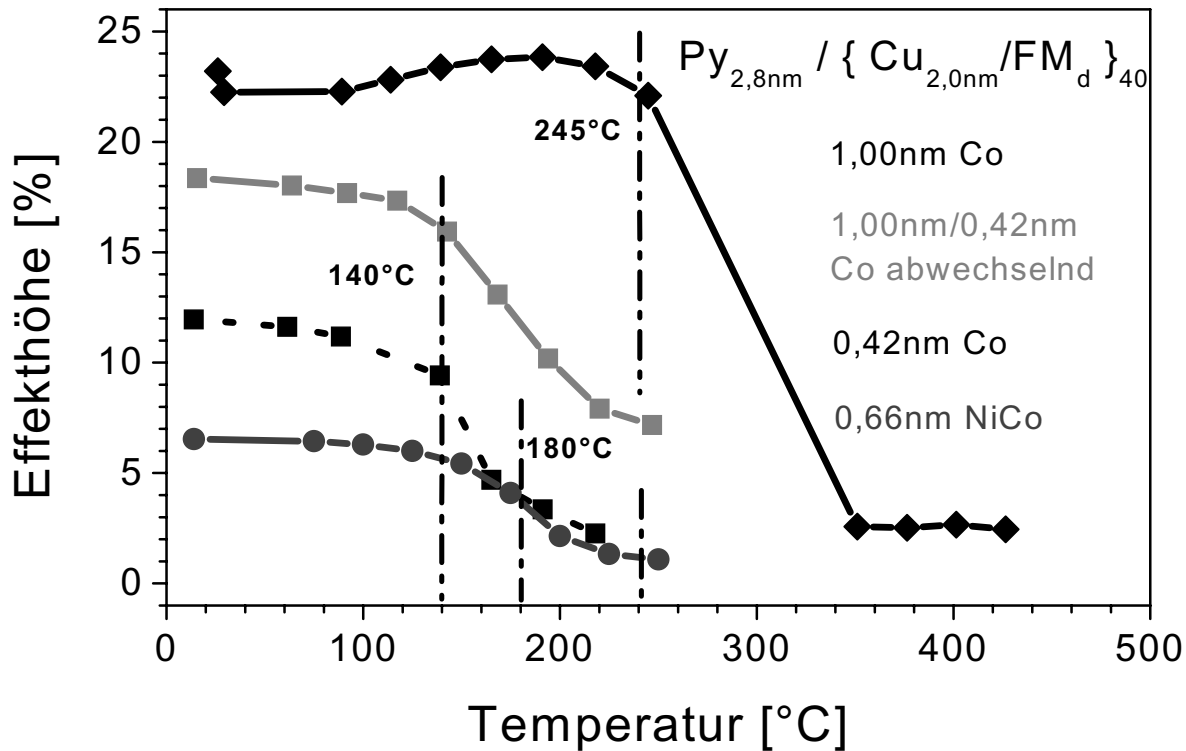


Abbildung 5.4: Temperaturstabilität der Cu/Co- und Cu/NiCo-Multilagen. Die Proben wurden der jeweils angegebenen Temperatur für 20 Minuten ausgesetzt, dann auf Raumtemperatur gekühlt und vermessen und anschließend auf die nächsthöhere Temperatur geheizt.

## 5.5 Zusammenfassung

Den drei vorgeschlagenen Wegen wurde gefolgt. Es konnten kritische Fenster für die Dicken der magnetischen Schicht bestimmt werden, in denen die Kennlinien hysteresefrei sind. Sie betragen für das System  $Py_{2,8nm} / \{Cu_{2,0nm} / Co_d\}_{40}$  0,38nm bis 0,45nm und für das System  $Py_{2,8nm} / \{Cu_{1,8nm} / Co_d\}_{40}$  0,59nm bis 0,7nm. Innerhalb dieses Fensters konnten Effekthöhen von 6,5% bis 20% erzielt werden. Die gemessenen glockenförmigen Kennlinien zeigen, dass diese Multilagen noch kontinuierliche Kobaltschichten enthalten. Die Eigenschaften dieser Systeme sind jedoch in technischer Hinsicht enttäuschend. Es konnte weder eine höhere Temperaturstabilität noch eine höhere Sensitivität erreicht werden. Daher müssen neue Konzepte entwickelt und erforscht werden. Hierzu könnten z. B. das Versiegeln der Korngrenzen mit geeigneten Materialien gehören.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

Der erste Teil dieser Arbeit beinhaltet die Herstellung, Analyse und Charakterisierung von magnetischen Dreilagern vom Typ  $Py - Co/Cu/Co$  auf einem Glassubstrat. Die wichtigsten Ergebnisse sollen hier nochmals zusammengestellt werden:

- Es konnte eine Oszillation des GMR-Effektes in Abhängigkeit von der Kupferzwischenschicht eindeutig festgestellt werden. Drei antiferromagnetische Kopplungsmaxima bei 1,3nm, 2,0 nm und 2,7nm sind für das Permalloy-Kobalt/Kupfer/Kobalt-System deutlich auszumachen.
- Die erzielten Effektamplituden von 15%, 12% und 7% in den drei Maxima, genauso wie der erzielten Empfindlichkeiten von 0,1%/Oe, 2,7%/Oe und 1,3%/Oe im jeweiligen Maximum, sind gemessen an der Einfachheit des Systems im Vergleich zu bekannten Messungen (z. B. [swa96]) sehr hoch.
- Nach dem dritten Kopplungsmaximum geht das System in ein ungekoppeltes System über, das den GMR-Effekt aufgrund der unterschiedlichen magnetischen Koerzitivfelder und Momente von unterer magnetischer Schicht aus Permalloy und Kobalt und der oberen magnetischen Schicht aus Kobalt zeigt.
- Die Untersuchung der Kopplung zeigt eine Oszillationsperiode von  $\Lambda = 0,93nm$ . Dies steht in Übereinstimmung mit einer dominierenden Ausrichtung des Kupfers in (111)-Richtung.
- Die Abhängigkeit der Effekt-Amplitude von der Kobaltschichtdicke konnte gemäß dem von B. Dieny für ungekoppelte Systeme eingeführten empirischen Gesetz [die94] auch für die vorliegenden gekoppelten Systeme bestätigt werden.

- Die hohen Effektamplituden und die beschriebenen Schichtdickenabhängigkeiten beweisen eine hohe Schichtqualität bis unterhalb von 1nm. Die erzielten Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit dem dargestellten Quantentopfmodell nach P. Bruno und C. Chappert (z. B. [bru99]). Sie zeigen auch den von E. Yu. Tsybal und D. G. Pettifor [tsy99] in ihrem Modell zum GMR in magnetischen Dreilagern theoretisch untersuchten starken Einfluss von Grenz- und Oberflächenbeschaffenheit auf den GMR-Effekt.
- Durch Variation der Schichtdicken konnte eine hohe Skalierbarkeit des Systems in Bezug auf Effektamplitude, Sättigungsmagnetisierung und Sensitivität nachgewiesen werden.
- Ein zum Vergleich hergestelltes System  $Py - NiCo/Cu/NiCo$  zeigt ebenfalls die Oszillation des GMR-Effektes mit der Kupferzwischen-schicht. Die geringere Sättigungsmagnetisierung und Anisotropie der Nickel-Kobalt-Legierung im Vergleich zum reinen Kobalt spiegeln sich in der Abnahme der Kopplungsenergie wieder.

Ziel des zweiten Teils dieser Arbeit war die Herstellung, Analyse und Charakterisierung von hysteresefreien Kupfer-Kobalt-Multilagen und die Prüfung auf ihre technische Anwendbarkeit. Um die Temperaturstabilität zu bestimmen, wurden ein vollautomatisierter Vakuum-Ofen, der GMR-Messungen *in-situ* erlaubt entwickelt, aufgebaut und in Betrieb genommen. Auch hier die wichtigsten Ergebnisse:

- Es konnte gezeigt werden, dass hysteresefreie Multilagen basierend auf  $Cu/Co$  und  $Cu/Ni_{57}Co_{43}$  experimentell realisiert werden können. Sie zeigen einen GMR-Effekt von 6,5% bis 20%.
- Ein kritisches Fenster für die Schichtdicke bei hysteresefreien GMR-Kennlinien konnte für beide Systeme definiert werden und zwar von 0,38nm bis 0,45nm für  $Cu/Co$  und 0,59nm bis 0,7nm für  $Cu/Ni_{57}Co_{43}$ .
- Die erhaltene glockenförmige Kennlinie ist ein Hinweis, dass selbst bei Kobaltschichtdicken bis 0,38nm im Kupfer/Kobalt-Multilagensystem geschlossene Schichten hergestellt werden können.
- Die gemessene Sensitivität von 0,075 bis zu 0,114%/Oe ist jedoch kleiner als die Sensitivität von üblichen  $Cu/Co$ -Multilagen.
- Auf diesem System basierende Multilagen sind temperaturstabil bei isochroner Auslagerung bis 180°C.

Obwohl das gesteckte Ziel, die Herstellung von hysteresefreien Kupfer-Kobalt-Multilagen, erreicht werden konnte, ist das Ergebnis aus technischer Sicht enttäuschend. Hysteresefreie  $Cu/Co$ - oder  $Cu/Ni_{57}Co_{43}$ - Multilagen sind weder eine Lösung um hohe Temperaturstabilität zu erreichen, noch eine erhöhte Sensitivität im Vergleich zu üblichen Multilagensystemen. Deshalb sind sie für die Anwendung in dieser Form nicht von Interesse.

Beide Abschnitte dieser Arbeit, sowohl die Forschungen an magnetischen Dreilagern als auch an hysteresefreien Kupfer-Kobalt-Multilagen zeigen, dass die Schichtherstellung in weiten Bereichen verstanden und umsetzbar ist. Modell und Simulation sind geeignet, um als Arbeitswerkzeug für den Experimentator und den technischen Entwickler zu dienen, auch wenn viele theoretische Aspekte magnetischer Schichtsysteme noch nicht vollständig verstanden sind.

Abgesehen von wenigen Nebenaspekten wie z. B. die bereits erwähnte Versiegelung der Korngrenzen zur Verbesserung der Temperaturstabilität, ist die reine Schichtherstellung und Vermessung für den an Grundlagenforschung interessierten Experimentator nur noch von untergeordnetem Interesse. Weiteren Untersuchungen bedarf es, um Erkenntnisse über die Ober- und Grenzflächeneigenschaften zu erhalten und die Diffusionsprozesse zu verstehen. Eine weitere Herausforderung für den Experimentator ist die Strukturierung von Schichtsystemen, die eine zwingende Voraussetzung für die Verwendung in elektronischen Bauelementen ist.

Der Anwendung in makroskopischen Geräten, wie z. B. Sensoren in der Automatisierungstechnik, stehen keine prinzipiellen Hindernisse mehr entgegen. Nach Festlegen der erforderlichen Schichteigenschaften sollten Experiment und Simulation die Herstellung, auch in ausreichender Wiederholbarkeit, kurzfristig ermöglichen.

Für magnetische Dreilager mit den hier gezeigten hohen GMR-Effekten und hoher Sensitivität eröffnen sich weite Anwendungsgebiete im Bereich der Spinelektronik. Unter diesem Begriff werden u. a. die Entwicklung von Speicherbausteinen und programmierbaren Logikschaltungen gefasst.

# Literaturverzeichnis

## Aufsätze aus physikalischen Zeitschriften:

- [all98] R. Allenspach, W. Weber: Oscillatory magnetic properties. IBM Journal of Research & Development 4 (1998), No. 1
- [bai88] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas: Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 21, 2472 - 2475.
- [bar92] J. Barnás: Coupling between two ferromagnetic films through a nonmagnetic metallic layer. J. Magn. Magn. Mater. 111 (1992) L215 - L219.
- [ber92] A. E. Berkowitz, J. R. Mitchell, M. J. Carey, A. P. Young, S. Zhang, F. E. Spada, F. T. Parker, A. Hütten, G. Thomas: Giant Magnetoresistance in Heterogeneous Cu-Co-Alloys. Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 3745 - 3748.
- [bin89] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn: Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. Phys. Rev. B 39 (1989) 4828 - 4830.
- [bru91] P. Bruno, C. Chappert: Oscillatory Coupling between Ferromagnetic Layers Separated by a Nonmagnetic Metal Spacer. Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 1602 - 1605.
- [bru95] P. Bruno: Theory of interlayer magnetic coupling. Phys. Rev. B 52 (1995) 411 - 439.
- [cam82] I. A. Campbell, A. Fert: Transport Properties of Ferromagnets. In: Ferromagnetic Materials, Band 3. Hrsg.: E. P. Wohlfarth. Amsterdam: North-Holland 1982. S. 747 - 804.



- [cam89] R. E. Camley, J. Barnaś: Theory of Giant Magnetoresistance Effects in Magnetic Layered Structures with Antiferromagnetic Coupling. *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989) 664 - 667.
- [car87] C. Carbone, S. F. Alvarado: Antiparallel coupling between Fe layers separated by a Cr interlayer: Dependence of the magnetization on the film thickness. *Phys. Rev. B* 36 (1987) 2433 - 2435.
- [cha93] K. Chahara, T. Ohno, M. Kasai, Y. Kanke, Y. Kozono: Magnetoresistance effect of  $\text{La}_{0.72}\text{Ca}_{0.25}\text{MnO}_z$  /  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  /  $\text{La}_{0.72}\text{Ca}_{0.25}\text{MnO}_z$  trilayered films. *Appl. Phys. Lett.* 62 (1993) 780 - 782.
- [coe91] R. Coehoorn: Period of oscillatory exchange interactions in Co/Cu and Fe/Cu multilayer systems. *Phys. Rev. B* 44 (1991) 9331 - 9337.
- [coe98] R. Coehoorn, J. C. S. Kools, Th. G. S. M. Rijks, K.-M. H. Lenssen: Giant magnetoresistance materials for read heads. *Philips Journal of Research* 51 (1998), 93 - 124
- [die91] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, Bb. A. Gurney, D. R. Wilhoit, D. Mauri: Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers. *Phys. Rev. B* 43 (1991) 1297 - 1300.
- [die94] B. Dieny: Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers (Review Article) *J. Magn. Magn. Mater.* (1994) 335 - 359.
- [edw91a] D. M. Edwards, J. Mathon, R. B. Muniz, M. S. Phan: Oscillations in the exchange coupling of ferromagnetic layers separated by a non-magnetic metallic layer. *J. Phys.: Condens. Matter* 3 (1991) 4941 - 4958.
- [eri93] R. P. Erickson, K. B. Hathaway, J. R. Cullen: Mechanism for non-Heisenberg-exchange coupling between ferromagnetic layers. *Phys. Rev. B* 47 (1993) 2626 - 2635.
- [gru86] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, H. Sowers: Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers. *Phys. Rev. Lett.* 57 (1986) 2442 - 2445.
- [hei00] S. Heitmann, A. Hütten, T. Hempel, W. Schepper, G. Reiss: Interplay of antiferromagnetic coupling in copper/permalloy combination multilayers. *J. Appl. Phys.* 87 (2000) 4849 - 4851.

- [hel93] R. von Helmlolt, J. Wecker, B. Holzapfel, L. Schultz, K. Samwer: Giant Negative Magnetoresistance in Perovskitelike  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_x$  Ferromagnetic Films. *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993) 2331 - 2333.
- [holl98] H. Holloway, D. J. Kubinski: Magnetoresistive Co/Cu multilayers: Hysteresis, polycrystallinity, and irreversible changes on magnetization. *J. Appl. Phys.* 83 (1998) 2705 - 2714.
- [hue99] A. Hütten, S. Mrozek, S. Heitmann, T. Hempel, H. Brückl, G. Reiss: Evolution of the GMR-Effect Amplitude in Copper/Permalloy-Multilayered Thin Films. *Acta Materialia* 47 (1999) 4245 - 4252.
- [joh92] M. T. Johnson, S. T. Purcell, N. W. E. McGee, R. Coehoorn, J. aan de Stegge, W. Hoving: Structural Dependence of the Oscillatory Exchange Interaction across Cu Layers. *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992) 2688 - 2691.
- [joh95] M. T. Johnson, M. T. H. van de Vorst, P. J. H. Bloemen, R. Coehoorn, A. Reinders, J. aan de Stegge, R. Jungblut: Phase Shifts in the Oscillatory Interlayer Exchange Coupling across Cu Layers. *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 4686 - 4689.
- [jul75] M. Julliere: Tunneling between ferromagnetic films. *Phys. Lett. A* 54A (1975) 225 - 226.
- [kub97a] D. J. Kubinski, H. Holloway: Giant magnetoresistance in  $\text{Co}_{1-x}\text{Cu}_x/\text{Cu}$  multilayers: A new approach to reduced magnetoresistive hysteresis. *J. Appl. Phys.* 82 (1997) 322 - 325.
- [kub97b] D. J. Kubinski, H. Holloway: Co/Cu multilayers with reduced magnetoresistive hysteresis. *J. Magn. Magn. Mater.* 165 (1997) 104 - 107.
- [leal96] J. L. Leal, M. H. Kryder: Interlayer Coupling in Spin Valve Structures *IEEE Trans. Magn.* 32 (1996) 4642 - 4644.
- [lev95] P. M. Levy, S. Zhang: Our current understanding of giant magnetoresistance in transition-metal multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.* 151 (1995) 315 - 323.
- [lev96] P. M. Levy, S. Zhang: Current status of our understanding of magnetotransport in magnetic multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.* 164 (1996) 284 - 292.
- [luc98] T. Luciński, G. Reiss, N. Mattern, L. van Loyen: The absence of antiferromagnetic coupling and GMR effect in evaporated permalloy/Cu multilayers, in situ transport properties. *J. Magn. Magn. Mater.* 189 (1998) 39 - 46.

- [maj86] C. F. Majkrzak, J. W. Cable, J. Kwo, M. Hong, D. B. McWhan, Y. Yafet, J. V. Waszczak, C. Vettier: Observation of a Magnetic Antiphase Domain Structure with Long-Range Order in a Synthetic Gd-Y Superlattice. *Phys. Rev. B* 56 (1986) 2700 - 2703.
- [mat91] J. Mathon: Exchange interactions and giant magnetoresistance in magnetic multilayers. *Contemporary Physics* 32 (1991) 143-156.
- [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 (1990) 2304 - 2307.
- [par92b] S. S. P. Parkin: Dramatic enhancement of interlayer exchange coupling and giant magnetoresistance in  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}$  multilayers by addition of thin Co interface layers. *Appl. Phys. Lett.* 61 (1992) 1358 - 1360.
- [rei98a] G. Reiss, L. van Loyen, T. Luciński, D. Elefant, H. Brückl, N. Matern, R. Rennekamp, W. Ernst: Presence and absence of antiferromagnetic coupling and giant magnetoresistance in sputtered and evaporated permalloy/copper multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.* 184 (1998) 281 - 288.
- [rei98b] G. Reiss, H. Brückl, A. Hütten: Riesenmagnetowiderstand - Transfer in die Anwendung. *Phys. Bl.* 54 (1998) 339 - 341.
- [sch00] W. Schepper, A. Hütten, G. Reiss: Optimization processes fo giant magnetoresistance characteristic for mixed magnetic multilayers. *J. Appl. Phys.* 88 (2000) 993 - 998.
- [spe91] V. S. Speriosu, B. Dieny, P. Humbert, B. A. Gurney, H. Lefakis: Nonoscillatory magnetoresistance in Co/Cu/Co layered structures with oscillatory coupling. *Phys. Rev. B* 44 (1991) 5358 - 5361.
- [spe93] V. S. Speriosu, J. P. Nozieres, B. A. Gurney, B. Dieny, T. C. Huang, H. Lefakis: Role of interfacial mixing in giant magnetoresistance. *Phys. Rev. B* 47 (1993) 11 579 - 11582.
- [sti99] M. D. Stiles: Interlayer exchange coupling. *J. Magn. Magn. Mater.* 200 (1999) 322 - 337.
- [ston48] E. C. Stoner, E. P. Wohlfarth: A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys. *Phil. Trans. Roy. Soc. A-240* (1948) 599 - 642.

- [swa96] H. J. M. Swagten, G. J. Strijkers; P. J. H. Bloemen; M. M. H. Wilkens, W. J. M. de Jonge: Enhanced giant magnetoresistance in spin-valves sandwiched between insulating NiO Phys. Rev. B 53 (1996) 9108 - 9114.
- [tsy96] E. Yu. Tsymbal, D. G. Pettifor: Effects of band structure and spin-independent disorder on conductivity and giant magnetoresistance in Cu/Cu and Fe/Cr multilayers. Phys. Rev. B 54 (1996) 15314 - 15329.
- [tsy99] E. Yu. Tsymbal, D. G. Pettifor: Giant magnetoresistance in spin valves: effect of interfaces and outer boundaries. J. Magn. Mater. 202 (1999) 163 - 173.
- [yaf87a] Y. Yafet: RKKY interactions across yttrium layers in Gd-Y superlattices. J. Appl. Phys. 61 (1987) 4058 - 4060.
- [yaf87b] Y. Yafet: Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida range function of a one-dimensional free-electron gas. Phys. Rev. B 36 (1987) 3948 - 3949.
- [zha91] S. Zhang, P. M. Levy: Conductivity perpendicular to the plane of multilayered structures. J. Appl. Phys. 69 (1991) 4786 - 4788.

Verschiedene Aufsätze aus:

Magnetische Schichtsysteme in Forschung und Anwendung. Vorlesungsskripte des 30. IFF-Ferienkurses. Hrsg.: Forschungszentrum Jülich GmbH, Institut für Festkörperforschung. Jülich 1999. (Schriften des Forschungszentrums Jülich: Materie und Material).

- [bec99] P. S. Bechthold: Magnetooptische Effekte: Phänomenologische Beschreibung und Anwendung. C8
- [bru99] P. Bruno: Theory of interlayer exchange coupling. B8
- [fer99] A. Fert, C. Vouille: Magnetoresistance overview: AMR, GMR, TMR, CMR. D1
- [gru99] P. Grünberg: Zwischenschichtaustauschkopplung: Phänomenologische Beschreibung, Materialabhängigkeit. B9
- [rei99] G. Reiss, H. Brückl, A. Hütten: GMR Experimente. D3
- [vol99] P. S. Bechthold: Lineare und nichtlineare Magnetooptik an ultradünnen ferromagnetischen Schichten und Vielfachschichten. C7
- [zorn99] R. Zorn: Magnetometrie. A6.

### **Bücher:**

- [ber92] Hrsg. W. Raith: Lehrbuch der Experimentalphysik / Bergmann, Schaefer; Bd. 6 Festkörper; Berlin, New York: de Gruyter 1992.
- [boz51] R. M. Bozorth: Ferromagnetism. Princeton, New Jersey, Toronto, Melbourne, London: D. van Nostrand Company, Inc. 1951.
- [chi64] S. Chikazumi: Physics of Magnetism. New York, London, Sydney: John Wiley & Sons, Inc. 1964.
- [nol86] W. Nolting: Quantentheorie des Magnetismus. Teil1 Grundlagen und Teil 2 Modelle. Stuttgart: Teubner 1986.

### **Sonstiges:**

- [heiD] S. Heitmann: Charakterisierung und Analyse von Cu/Py-Mehrlagensystemen mit variierender Kupferschichtdicke. Diplomarbeit, Universität Bielefeld (1999).
- [jusD] M. Justus: Rasterkraftmikroskopische Untersuchungen an magnetischen Tunnelementen. Diplomarbeit, Universität Bielefeld (1999).
- [mroD] S. Mrozek: Vergleich des Riesenmagnetowiderstandes und Magnetismus von granularen, kontinuierlichen und diskontinuierlichen Viellagensystemen. Diplomarbeit, Universität Bielefeld (1998).
- [sudE] D. Sudfeld: Aufbau eines Messplatzes für magnetfeldabhängige Messungen der Magnetisierung und des Magnetowiderstandes dünner Schichten. Schriftliche Hausarbeit im Rahmen der Ersten Staatsprüfung, Universität Bielefeld (2000).
- [schT] W. Schepper, K. Diplas, T. Hempel, and G. Reiss: Simulation of GMR- and Magnetization Characteristics in Cu/Co-based Multilayers. Posterbeitrag 4U-45 ICM2000 in Recife, Brasilien
- [verT] J. J. Versluijs and J. M. D. Coey: Huge Magnetoresistance in  $Fe_3O_4$  Nanocontacts. Posterbeitrag 5Q-40 ICM2000 in Recife, Brasilien
- [men97] S. Mengel: XMR-Technologien. In: Technologiefrüherkennung. Technologieanalyse Magnetismus Band 2. Hrsg.: VDI-Technologiezentrum Physikalische Technologien. Düsseldorf, 1997.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Hysteresekurve. . . . .	8
2.2	Spontane Polarisierung eines Energiebandes. . . . .	13
2.3	Illustration der Zwischenschichtkopplung. . . . .	15
2.4	Oszillatorisches Verhalten der Zwischenschichtkopplung. . . . .	18
2.5	Quantentopfmodell. . . . .	19
2.6	Fermioberfläche von Kupfer. . . . .	22
2.7	TEM-Bild eines Schichtsystems . . . . .	25
2.8	Aufbau eines magnetischen Trilayers. . . . .	27
2.9	Magnetische Konfiguration eines magnetischen Trilayers. . . . .	27
2.10	Aufbau eines Multilayers. . . . .	30
2.11	Zweikanalmodell. . . . .	34
2.12	Lagenabhängige Leitfähigkeit und MR bei Streuung innerhalb der Schicht. . . . .	37
2.13	Lagenabhängige Leitfähigkeit und MR bei Streuung innerhalb der Schicht und an den Oberflächen. . . . .	39
2.14	Lagenabhängige Leitfähigkeit und MR bei Streuung innerhalb der Schicht und an den Grenzflächen. . . . .	41
2.15	Einführung der Messgrößen. . . . .	42
2.16	Energie in Abhängigkeit der Magnetisierungswinkel. . . . .	46
3.1	Schema einer Magnetronkathode. . . . .	50
3.2	Das Innere des Vakuumofens. . . . .	54
3.3	Dauer- oder Elektromagnet des Vakuumofens. . . . .	54
3.4	Die Vakuumkammer. . . . .	54

3.5	In-situ Messung der Kennlinien. . . . .	55
3.6	Temperaturregelung im Vakuumofen. . . . .	55
3.7	Temperaturverlauf im Vakuumofen. . . . .	56
3.8	Temperaturverlauf im Vakuumofen (Detail). . . . .	57
3.9	Versuchsaufbau zur MOKE. . . . .	59
4.1	Aufbau der magnetischen Dreischichtsystems. . . . .	60
4.2	GMR-Amplitude als Funktion der Kupferschichtdicke. . . . .	61
4.3	GMR-Amplitude als Funktion der Kobaltschichtdicke. . . . .	64
4.4	Kennlinien in den drei Maxima für das System $Py-Co/Cu_d/Co$ . . . . .	66
4.5	Verschieden Parameter als Funktion der Kupferschichtdicke. . . . .	68
4.6	Simulation und Messkurve im 1. AFCM. . . . .	69
4.7	Simulation und Messkurve im 2. AFCM. . . . .	70
4.8	Simulation und Messkurve im 3. AFCM. . . . .	70
4.9	Oszillation der Zwischenschichtkopplung im Co-System. . . . .	71
4.10	Kennlinien für verschiedene Kobalt-(2)-Schichtdicken. . . . .	73
4.11	Sättigung und HWB für verschiedene Kobalt-(2)-Schichtdicken. . . . .	74
4.12	Kennlinie, Magnetisierungskurve und Relativwinkel im 3. AFCM. . . . .	75
4.13	Vergleich der Effektamplitude im Co- und NiCo-System. . . . .	77
4.14	Oszillation der Zwischenschichtkopplung im NiCo-System. . . . .	78
5.1	Strategien für hysteresefreie $Cu/Co$ -Multilagen. . . . .	81
5.2	Messung und Simulation für $Cu/Co$ -Multilayer. . . . .	82
5.3	Kennlinien von $Cu/Co$ - und $Cu/NiCo$ -Multilagen. . . . .	84
5.4	Temperaturstabilität der $Cu/Co$ - und $Cu/NiCo$ -Multilagen. . . . .	86

# Tabellenverzeichnis

2.1	Gegenüberstellung SI und cgs. . . . .	9
4.1	Fitparameter für Variation der Kobaltschicht. . . . .	65
4.2	Messgrößen und Parameter der Kennlinien im Co-System in den Kopplungsmaxima. . . . .	67
4.3	Messgrößen und Parameter der Kennlinien des NiCo-Systems in den Kopplungsmaxima. . . . .	78



# Veröffentlichungen mit eigener Beteiligung

A. Hütten, S. Mrozek, S. Heitmann, T. Hempel, H. Brückl, G. Reiss:  
Evolution of the GMR-Effect Amplitude in Copper/Permalloy-Multilayered  
Thin Films.  
Acta Materialia 47 (1999) 4245 - 4252.

S. Heitmann, A. Hütten, T. Hempel, W. Schepper, G. Reiss; C. Aloff:  
Interplay of antiferromagnetic coupling in copper/permalloy combination  
multilayers.  
J. Appl. Phys. 87 (2000) 4849 - 4851.  
(Proceedings of the 44th Annual Conference on Magnetism and Magnetic  
Materials).

T. Hempel, A. Hütten and G. Reiss:  
AF-coupled tri-layers as an alternative for exchange-biased spin-valves  
Magnetoelektronik - Zukunftsperspektive für Forschung und Technologie in  
Deutschland  
(Tagungsband zum Statusseminar, Dresden im Juni 2000)

A. Hütten, T. Hempel, W. Schepper, U. Kleineberg and G. Reiss:  
Giant magnetoresistance of hysteresis-free Cu/Co-based - multilayers  
Erscheint in Journal of Magnetism and Magnetic Materials  
(Proceedings of International Conference on Magnetism 2000)

S. Heitmann, A. Hütten, T. Hempel, W. Schepper, and G. Reiss:  
Enhanced GMR Amplitude and Temperature Stability of Copper / Permalloy  
Combination Multilayers.  
Erscheint in Journal of Magnetism and Magnetic Materials  
(Proceedings of International Conference on Magnetism 2000)

# Danksagung

Mein besonderer Dank gilt all denen, deren Unterstützung die Erstellung dieser Diplomarbeit möglich machte, insbesondere den hervorragenden Betreuern Prof. Günter Reiss, Dr. Andreas Hütten, Dr. Hubert Brückl und Dr. Willi Schepper;

sowie

Sonja Heitmann für die Inbetriebnahme und gute Wartung der Sputteranlage und für die hervorragende kollegiale Zusammenarbeit während der gesamten Zeit;

Daniela Sudfeld für die MOKE-Messungen;

Volker Güth für die Programmierung der Auswerteprogramme;

Sven Kämmerer für die Mithilfe bei der Probenherstellung;

Andy Thomas für AFM- und GMR-Messungen und die Hilfe bei den Versuchsaufbauten;

Olaf Höbel, Maik Justus, Thomas Kaps, Sebastian Mrozek, Ingo Rohde, Dr. Karsten Rott und Jan Schmalhorst für die praktische Hilfe.