

Kopplungen und Riesenmagnetowiderstand (GMR) in Mehrlagensystemen für die Magnetosensorik

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium

vorgelegt an der

Fakultät für Mathematik und Naturwissenschaften
der
technischen Universität Dresden

von

Diplom-Physiker Detlev Tietjen

geboren am 16.9.1966 in Hamburg

Diese Dissertation wurde am

27. Juni 2003

am Fachbereich Physik der Technischen Universität Dresden verteidigt.

Mitglieder der Promissionskommission:

Prof. Dr. G. Soff (Vorsitz)	TU Dresden
Prof. Dr. J. Fink	TU Dresden
Prof. Dr. M. Loewenhaupt	TU Dresden
Prof. Dr. G. Reiss	Universität Bielefeld
Prof. Dr. J.W. Bartha	TU Dresden
PD Dr. M. Knupfer	IFW Dresden

Gutachter dieser Dissertation:

Prof. Dr. J. Fink (Doktorvater)	TU Dresden
Prof. Dr. M. Loewenhaupt	TU Dresden
Prof. Dr. G. Reiss	Universität Bielefeld

Prüfer im Rigorosum:

Prof. Dr. J. Fink	Nanophysik
Prof. Dr. J.W. Bartha	Halbleitertechnologie

Präludium zur Wissenschaft: Was ist Wissen?

'Wissen bezeichnet die Gesamtheit der Kenntnisse und Fähigkeiten, die Individuen zur Lösung von Problemen einsetzen. Dies umfaßt sowohl theoretische Erkenntnisse als auch praktische Alltagsregeln und Handlungsanweisungen. Wissen stützt sich auf Daten und Informationen, ist im Gegensatz zu diesen jedoch immer an Personen gebunden. Es wird von Individuen konstruiert und repräsentiert deren Erwartungen über Ursache-Wirkungs-Zusammenhänge.'

(G. Probst, S. Raub und K. Romhardt *Wissen managen. Wie Unternehmen ihre wertvollste Ressource optimal nutzen.* (Gabler Verlag, Frankfurt/Main 1998))

'Wissen ist das einzige Gut, das sich vermehrt, wenn man es teilt.'

(Sprichwort)

Da steh ich nun, ich armer Tor!

Und bin so klug als wie zuvor;

(W. v. Goethe *Faust* (1808))

Inhaltsverzeichnis

Motivation	9
1 Kopplung magnetischer Schichten	13
1.1 Néelkopplung	13
1.2 Zwischenlagenaustauschkopplung	14
1.2.1 Einleitung	14
1.2.2 Eindimensionales Modell	15
1.2.3 Dreidimensionales Lagensystem	17
1.2.4 Komplexe Fermioberflächen	18
1.2.5 Abhängigkeit von der Dicke der ferromagnetischen Lage	19
1.3 Exchange-Bias	19
1.3.1 Einfaches Modell	22
1.3.2 Glatte Grenzfläche, keine Anisotropie	23
1.3.3 Mechanismus des Pinnings/Exchange-Bias	26
1.3.4 Anisotropien	27
1.3.5 Rauhe Grenzfläche	28
2 Magnetowiderstand	31
2.1 Allgemeiner Magnetowiderstand	32
2.2 Anisotroper Magnetowiderstand	32
2.3 Riesenmagnetowiderstand (GMR)	33
2.3.1 Ursache des GMR	33
2.3.2 Intrinsischer GMR: Einfluß der Bandstruktur	36
2.3.3 Extrinsischer GMR:Grenzflächen- vs. Bulkstreuung	37
3 Modellierung magnetischer Schichtsysteme	41
3.1 Einleitung	41
3.2 Die Grundidee	41
3.3 Beispiele und Diskussion	45
3.3.1 Dünne magnetische Schicht	45
3.3.2 Einfaches Spin Valve	46
3.3.3 Spin Valve mit künstlichem Antiferromagneten	52
3.4 Einschränkungen und mögliche Erweiterungen	59
3.4.1 Beispiel: Domänenwände	59

3.4.2	Simulation von Sensorsystemen	60
4	Experimente: Multilagen	61
4.1	Präparation	61
4.2	Schichtdickenabhängigkeit	63
4.2.1	Einfluß der Kupferlagendicke in Co/Cu	64
4.2.2	Einfluß der Co-Lagendicke	65
4.2.3	Zum Vergleich: NiFe/Cu-System	68
4.3	Temperaturstabilität von Multilagen	71
5	Experimente: Spin Valves	75
5.1	Das Material Nickeloxid	75
5.2	Präparation	75
5.3	Fielcooling	76
5.4	Einfluß des Sputtergasdrucks	77
5.5	Abhängigkeit von der NiO-Schichtdicke	78
5.6	Arbeitsbereich eines Winkelsensors	82
5.7	Rotationshysterese	83
5.8	Temperaturstabilität von Spin-Valve-Systemen	86
5.8.1	Temperaturstabilität eines NiO-Spinvalves	87
5.8.2	Abhängigkeit von der NiO-Schichtdicke	87
5.8.3	Weitere Materialkombinationen	90
5.8.4	Prozesse beim field-cooling	92
5.8.5	Braucht field-cooling ein Magnetfeld?	94
5.9	Resümee	95
	Zusammenfassung	97
	Publikationsliste	100
A	Meßstände	103
A.1	MOKE Meßstand	103
A.1.1	Hintergrund: Kerreffekt	104
A.1.2	Photodetektor	105
A.1.3	Magnetfeldmessung	107
A.1.4	Heizung	108
A.2	Drehmeßstand	109
B	Aufbau eines Demonstrators	111
B.1	Beschaltung der Sensoren	111
B.2	Das CORDIC-Verfahren	112
	Danksagung	117
	Literaturverzeichnis	118

Motivation

Sensoren stellen zusammen mit Aktuatoren die Schnittstelle technischer Einrichtungen mit der realen Welt dar. Sie sind unverzichtbar, um Zustände zu messen, Prozesse zu steuern und zu regeln. Die Einsatzgebiete werden immer größer und vielfältiger: Der Markt für Sensoren ist in den letzten Jahren, unbeeindruckt von der allgemeinen Wirtschaftskrise des Weltmarktes, im zweistelligen Prozentbereich gewachsen. Das zeigt, welches hohe wirtschaftliche Potential in diesem Bereich steckt.

Aufgabe von Sensoren ist es, die unterschiedlichsten Größen unter Ausnutzung physikalischer Effekte in elektrische Größen (Spannung, Strom, Widerstand, Kapazität) umzuwandeln, die eine Elektronik verarbeiten kann. Ist ein neuer physikalischer Effekt entdeckt, benötigt es in der Regel noch weitergehender Forschung bevor er kommerziell genutzt werden kann. Der Messung beziehungsweise Detektion magnetischer Felder kommt eine besondere Bedeutung zu: In der Informationstechnologie werden magnetische Materialien aufgrund des günstigen Preises häufig für die Speicherung digitaler Daten verwendet. (Beispiel: Floppy- und Harddisk, aber auch Magnetstreifen auf Kreditkarten).

Des Weiteren sind viele Bauteile im Maschinenbau aus ferromagnetischem oder zumindest gut magnetisierbarem Stahl. Wo nicht schon magnetisches Material vorhanden ist können preisgünstige Gebermagnete verwendet werden. Magnetfelder durchdringen para- oder diamagnetische Materialien leicht, es ist keine mechanische oder optische Verbindung zwischen Geber und Sensor nötig, beide können gegen Schmutz etc. gekapselt werden, ohne die Funktionsweise zu beeinträchtigen. All dies eröffnet einen sehr großen Anwendungsbereich für Sensoren des Magnetfeldes.

Neue Effekte haben es im Vergleich zu etablierten Verfahren meist sehr schwer sich durchzusetzen. In jedem Fall müssen die Bauelemente neue oder deutlich verbesserte Eigenschaften aufweisen, und in der Regel müssen zusätzlich die bisher ausgenutzten Effekte eine unüberwindliche Grenze erreichen, um einen Technologiewechsel zu erreichen. Das Know-How bei etablierten Verfahren stellt immerhin ein Kapital dar, das bei einem Wechsel verloren gehen würde.

Eine Situation, die einen Wechsel des verwendeten physikalischen Effektes nötig machte, war Ende der 1980er Jahre im Bereich der Festplattenleseköpfe erreicht. Um immer kleinere Strukturen auslesen zu können, mußten auch die Leseköpfe immer kleiner werden.

Bis dato wurde die elektromagnetische Induktion (Entdeckung durch Faraday, 1831) in Form einer Spule verwendet, die aber mit der Skalierung ein immer kleineres elektrisches Signal liefert. Dies führte 1990 nach ca. 20 Jahren Forschung zur Einführung von Leseköpfen auf Basis des anisotropen Magnetowiderstandes (AMR) (Entdeckung durch Thomson, 1857. Siehe auch Abschnitt 2.2). Dieser ist ein mikroskopischer Effekt und per se nicht von den Dimensionen abhängig. Es hat in diesem Fall also fast 150 Jahre von der Entdeckung bis zum kommerziellen Einsatz gedauert.

Dieser AMR wurde innerhalb von zwei Jahren vom GMR abgelöst, der erst kurz zuvor (siehe unten) entdeckt worden war und einen deutlich höheren Signalhub bietet. Der AMR war im Endeffekt nur ein Türöffner für den GMR in diesem Anwendungsgebiet. Die kurze Zeit der Anwendung des AMR war dabei sicher hilfreich, da der AMR so kaum Zeit hatte sich zu etablieren.

Die Entdeckung des GMR hat mehrere 'Väter'. 1986 berichteten Grünberg *et al.* von einer antiferromagnetischen Kopplung in einem Multilagensystem aus vielen Schichten, aufgebaut aus abwechselnden Eisen- und Chromlagen [Grü86]. Baibich *et al.* [Bai88] entdeckten 1988 in diesen Systemen eine relativ zum AMR große Widerstandsänderung mit umgekehrtem Vorzeichen im Magnetfeld. Dies führte zu dem Namen (negativer) 'Riesenmagnetowiderstand'. Dieny *et al.* zeigten 1991, daß diese Widerstandsänderung nur von der relativen Magnetisierung der Lagen abhängt und die (antiferromagnetische) Kopplung nicht voraussetzt [Die91]. Sie prägten auch den Begriff 'Spin-Valve' (Spin-Ventil) für ein System aus lediglich zwei ferromagnetischen Lagen, die durch eine Lage aus nichtmagnetischem Metall getrennt sind – im Gegensatz zu den Multilagen, die typischerweise 30 oder 40 ferromagnetische Lagen enthalten. Heutige GMR-Leseköpfe sind solche Spin-Valve Systeme, mit allerdings komplexerem Aufbau

Die möglichen Anwendungsgebiete unterscheiden sich grundlegend: Bei Multilagen ist die Widerstandsänderung wegen der Kopplung von der Magnetfeldstärke abhängig, bei Spin-Valve Systemen von der Magnetfeldrichtung, da die Magnetisierung der einen Schicht sich nach dem externen Magnetfeld ausrichtet, die Magnetisierung der anderen aber stabil bleibt.

Es gibt zur Zeit zwei Firmen, die Sensoren auf GMR-Basis anbieten. Die erste ist Non-volatile Electronics (NVE) aus den USA, die bereits 1994 Sensoren auf dem Markt einführten. Diese basieren auf Multilagen aus Kobalt und Kupfer mit einer Kupferlagendicke von ≈ 1 nm. Sie zeigen eine relativ schlechte Temperaturstabilität (siehe Abschnitt 4.3) und benötigen relativ große Felder von einigen 100 mT zur Sättigung.

Letzteres Manko wurde von NVE dadurch gelöst, daß sie zusätzlich Flußkonzentratoren aus einer strukturierten Permalloyschicht einbrachten, die das Magnetfeld auf breiter Front sammelt und am Ort der Sensoren konzentriert. Das führt zu einem hohen, und damit kostspieligen, Flächenverbrauch und zudem zum Verlust der Richtungsunabhängigkeit bei der Magnetfeldmessung. Damit verliert man einen entscheidenden Vorteil gegenüber dem etablierten Halleffekt (Entdeckung Hall, 1879). Auf dem Markt konnten sich diese Sensoren daher bislang nicht durchsetzen. Dies könnte sich mit ande-

ren Materialkombinationen mit deutlich höherer Empfindlichkeit ändern, ein möglicher Kandidat wird in Kapitel 4 vorgestellt.

Kommerzielle Sensoren auf Spin-Valve-Basis sind von der Firma Infineon (Deutschland) erhältlich. Anfang 1999 brachte sie eine Familie von Winkelsensoren auf den Markt, denen jedoch ebenfalls kein großer Erfolg beschieden war. Problem ist hier die mangelnde Stabilität gegenüber der Magnetfeldstärke. Der Arbeitsbereich des Sensors laut Datenblatt [Inf] ist von 5-10 kA/m, bereits bei 15 kA/m wird die Ausrichtung irreversibel geschädigt – der Sensor ist kaputt. Infineon benutzt stark antiferromagnetisch gekoppelte Kobalt/Kupfer-Multilagen als Referenz. Für die Stabilität der Ausrichtung ist jedoch nicht die Stärke der Kopplung entscheidend, sondern Anisotropien, wie in Abschnitt 1.3.4 gezeigt wird.

Auch hier kann man das Problem durch andere Materialien lösen. Durch die Ausnutzung des Exchange-Bias (Entdeckung: Meiklejohn & Bean 1956), der Kopplung einer ferromagnetischen an eine antiferromagnetische Schicht, kann man die Stabilität des Antiferromagneten (typischerweise einige Tesla) auf den Ferromagneten übertragen. Allerdings behindert diese hohe Stabilität das Einprägen der magnetischen Referenz, so daß dazu ein anderes Verfahren benötigt wird (Abschnitt 1.3). Und man überträgt damit gleichzeitig die Temperaturabhängigkeit des Antiferromagneten auf das Gesamtsystem.

Da es sich bei allen GMR-Systemen um heterogene Schichtsysteme handelt, ergeben sich viele Freiheitsgrade in Bezug auf Materialien, Schichtdicken und Beschichtungsbedingungen, die letztlich alle Einfluß auf die Eigenschaften von Sensoren haben, die aus diesen Materialien gefertigt werden. Ziel dieser Arbeit ist es, die internen physikalischen Prozesse, insbesondere die Kopplungen der Schichten miteinander, besser zu verstehen, so daß eine Auswahl der Materialien und eine zielgerichtete Optimierung der Systeme und des Herstellungsprozesses für den entsprechenden Anwendungszweck möglich ist.

Ein wichtiger Aspekt in diesem Zusammenhang ist dabei die Temperaturabhängigkeit und -beständigkeit der Schichtsysteme und ihrer Eigenschaften. Sensoren müssen unter diversen Bedingungen zuverlässig arbeiten – höhere Temperaturen gehören dazu. Und eine etwaige Integration von Sensormaterialien und Auswerteelektronik auf einem Chip verlangt die Kompatibilität mit der Halbleitertechnologie, bei deren Prozessen die Temperatur ein wichtiger Parameter ist.

Die experimentellen Arbeiten fanden im Rahmen des Leitprojektes Magnetoelektronik des deutschen Bundesministeriums für Bildung und Technologie (BMBF) statt und bildeten einen Teil der Grundlagen, um einen kommerziellen Winkelsensor der Firma Robert Bosch GmbH zu entwickeln. Dies bestimmte auch die Art der untersuchten Proben, um deren physikalische Beschreibung es geht: Gesputterte, polykristalline Schichten, wie sie dann auch in der kostengünstigen Massenfertigung entstehen werden. Im Anhang B wird mit einer Referenzapplikation gezeigt, daß sich damit ein funktionierendes Sensorsystem aufbauen läßt.

1 Kopplung magnetischer Schichten

Geschichtete Lagen aus magnetischen Materialien (ferromagnetische, antiferromagnetische oder ferrimagnetische) können auf mehrere Arten miteinander gekoppelt sein. Das Verständnis dieser Kopplungsmechanismen ist ein wichtiger Aspekt für ein "magnetisches" Engineering, notwendig für die Optimierung der magnetischen Eigenschaften eines Sensors. Die für diese Arbeit wichtigen – Néel- oder orange-peel-Kopplung, Zwischenlagenkopplung und Exchange-Bias – werden in diesem Kapitel beschrieben.

1.1 Néelkopplung

Durch die Néelkopplung [Nee62] tendieren zwei ferromagnetische Lagen zu einer Parallelstellung ihrer Magnetisierungen. Man spricht in diesem Fall davon, daß sie miteinander 'ferromagnetisch gekoppelt' sind.

Die Néelkopplung kann magnetostatisch, ohne die explizite Verwendung der Elektroneigenschaften verstanden werden. Sie tritt auf, wenn zwei ferromagnetische Schichten durch eine nichtmagnetische Schicht getrennt sind. Diese muß nicht notwendigerweise elektrisch leitfähig sein.

Ursächlich für diese Kopplung ist die *korrelierte* Rauigkeit der beiden ferromagnetischen Schichten, wie sie häufig bei der Präparation solcher Schichtsysteme vorkommt. Durch die Rauigkeit tritt magnetischer Fluß jeweils aus beiden Schichten aus (siehe Abbildung 1.1) und vermittelt durch magnetostatische Wechselwirkung die Kopplung. Sind die Rauigkeiten beider Schichten lokal korreliert, so bleibt bei der Mittelung über die ganze Probe ein nichtverschwindender Term der freien Energie, der von der relativen magnetischen Orientierung beider ferromagnetischer Lagen abhängt. Dieser führt zu einer bevorzugt parallelen Ausrichtung beider Magnetisierungen. Die Kopplungsstärke läßt sich nach der Formel berechnen [Koo99]:

$$H_0 = \frac{\pi^2 h^2 M_P}{\sqrt{2} \lambda t_F} \left(1 - e^{-2\pi\sqrt{2}t_F/\lambda}\right) \left(1 - e^{-2\pi\sqrt{2}t_P/\lambda}\right) e^{-2\pi\sqrt{2}t_S/\lambda} \quad (1.1)$$

Dem liegt ein Modell zweier ferromagnetischen Schichten F (Free Layer) und P (Pinned Layer) zugrunde, die durch eine Schicht S (Spacer Layer) getrennt sind. Die Dicken dieser Schichten sind t_F , t_P und t_S . M_P ist die Magnetisierung des Referenzlayers. Als Rauigkeit wird eine Sinusform mit Amplitude $h/2$ und Periodenlänge λ angenommen.

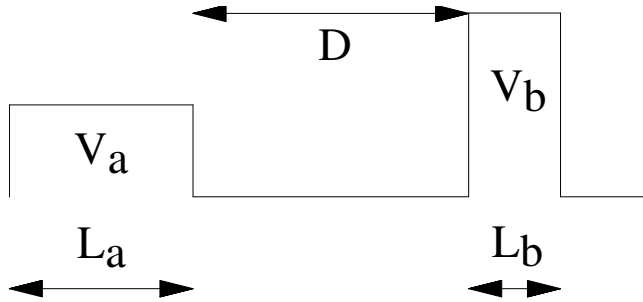


Abbildung 1.2: Modell zur Beschreibung des Quantenconfinement der Elektronen zwischen zwei Schichten durch die Potentiale a und b.

Zusätzlich gibt es bei metallischen (antiferromagnetischen) Zwischenlagen eine Periodizität mit deutlich größerer Periodenlänge [Mir93]. Bei Zwischenlagen aus nichtmagnetischem Metall beobachtet man diese langreichweitige Periodizität ebenfalls (siehe Tabelle 1 in [Grü99]), dabei ist die Periodizität im wesentlichen vom Material der Zwischenlage und nicht vom Ferromagneten abhängig.

Diese Entdeckungen haben zu einer Anzahl theoretischer Ansätze geführt, dieses Phänomen zu erklären: Das Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) Modell [Bru92b, Coe91], das freie Elektronen-Modell [Bar92, Eri93, Slo93, Bru99], das 'Hole Confinement' Modell [Mat92] und das 'sd-mixing' Modell [Bru92a, Shi92]. Weitgehend akzeptiert [Bru99, Van93] ist ein Modell, das auf Quanten-Confinement beruht [Bru95]. Dieses wird im Folgenden kurz skizziert.

1.2.2 Eindimensionales Modell

Zur Vereinfachung wird zunächst von einem eindimensionalen Modell ausgegangen [Bru95]. Zwischen zwei Potentialen V_a und V_b der Breite L_a beziehungsweise L_b (welche nicht zwangsläufig endlich sein müssen) liegt ein Bereich der Breite D und $V = 0$, wie in Abbildung 1.2 gezeigt. V_a und V_b müssen nicht zwangsläufig positiv sein. Dieser Bereich stellt modellhaft die Zwischenlage zwischen zwei ferromagnetischen Lagen dar.

Ein Elektron, das sich zwischen den Potentialwällen befindet, wird mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit an den Potentialen reflektiert, selbst wenn seine Energie größer sein sollte als V_a und/oder V_b . Beschreiben kann man diese Reflektion mit der (komplexen) Reflektionsamplituden $\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_b$, mit

$$\mathbf{r}_{\mathbf{a}(b)} \equiv |r_{\mathbf{a}(b)}| e^{i\phi_{\mathbf{a}(b)}} \quad (1.2)$$

Die Welle kann bei der Reflektion also auch einen zusätzlichen Phasensprung $\phi_{\mathbf{a}(b)}$ erleiden. Durch Reflektion an beiden Potentialen interferiert die Welle mit sich selbst, dies kann konstruktiv oder destruktiv sein, je nach der Phasenlage:

1 Kopplung magnetischer Schichten

$$\Delta\phi = 2qD + \phi_a + \phi_b \quad (1.3)$$

q ist dabei der (eindimensionale) Wellenvektor des Elektrons. Diese Reflektion verändert die Zustandsdichte $n(\epsilon)$, für den Grenzfall schwacher Reflektion ergibt sich näherungsweise [Bru95]:

$$\Delta n(\epsilon) \approx \frac{4D}{\pi} \frac{dq}{d\epsilon} |r_a r_b| \cos(2qD + \phi_a + \phi_b) \quad (1.4)$$

$$= \frac{2}{\pi} \Im \left(2iD \frac{dq}{d\epsilon} \mathbf{r}_a \mathbf{r}_b e^{2iqD} \right) \quad (1.5)$$

Der Faktor 2 folgt aus der Spinartung. Mit der Zahl N der Zustände mit Energie kleiner oder gleich ϵ :

$$N(\epsilon) = \int_{-\infty}^{\epsilon} n(\epsilon') d\epsilon' \quad (1.6)$$

ergibt sich eine Änderung der Zustandsdichte von [Bru95]:

$$\Delta N(\epsilon) = -\frac{2}{\pi} \Im \ln \left(1 - \mathbf{r}_a \mathbf{r}_b e^{2iqD} \right) \quad (1.7)$$

$$\approx \frac{2}{\pi} \Im \left(\mathbf{r}_a \mathbf{r}_b e^{2iqD} \right) \quad (1.8)$$

Die obere Gleichung würde sich aus einer exakten Rechnung ohne die Näherung schwacher Reflektion ergeben. Mit dieser Näherung ergibt sich der untere Term. Mit der Änderung der Zustandsdichte ändert sich im Allgemeinen auch die Energie des Gesamtsystems, da die vorhandenen Elektronen jetzt Zustände anderer Energie besetzen werden. Da die Anzahl der Elektronen erhalten bleibt, errechnet sich die Gesamtenergie am bequemsten über das großkanonische Ensemble. Für $T = 0$ folgt:

$$\Phi \equiv \int_{-\infty}^{\epsilon_F} (\epsilon - \epsilon_F) n(\epsilon) d\epsilon \quad (1.9)$$

$$= - \int_{-\infty}^{\epsilon_F} N(\epsilon) d\epsilon \quad (1.10)$$

Die untere Gleichung ergibt sich durch partielle Integration und $N(-\infty) = 0$. Für die Änderung des Gesamtsystems ergibt sich schließlich [Bru95]:

$$\Delta E \equiv \int_{-\infty}^{\epsilon_F} \Delta N(\epsilon) d\epsilon \quad (1.11)$$

$$= \frac{2}{\pi} \Im \int_{-\infty}^{\epsilon_F} \ln \left(1 - \mathbf{r}_a \mathbf{r}_b e^{2iqD} \right) d\epsilon \quad (1.12)$$

$$\approx \frac{2}{\pi} \Im \int_{-\infty}^{\epsilon_F} \mathbf{r}_a \mathbf{r}_b e^{2iqD} d\epsilon \quad (1.13)$$

Letzteres gilt wiederum für schwache Reflektion. Aus der Gleichung 1.12 bzw 1.13 ergibt sich eine Periodizität von π/q für die Energieerniedrigung (-erhöhung) im Falle konstruktiver (destruktiver) Interferenz. Diese Energiedifferenz bezeichnet man als die Kopplungsenergie.

1.2.3 Dreidimensionales Lagensystem

Die Erweiterung auf ein dreidimensionales Lagensystem ist relativ einfach, wenn man dieses als eine 'Parallelschaltung' vieler eindimensionaler Probleme betrachtet, wobei der bisherige Wellenvektor q zur Impulskomponente k_{\perp} senkrecht zur Lagenebene wird. Da das Potential nur von dieser Komponente abhängt, sind die Impulskomponenten k_{\parallel} senkrecht dazu erhalten und damit gute Quantenzahlen. Die obigen Formeln zur Änderung der Zustandsdichte und der Gesamtenergie werden dann zu [Bru95]:

$$\Delta N = \frac{1}{2\pi^3} \mathfrak{S} \int d^2 k_{\parallel} \ln(1 - \mathbf{r}_a \mathbf{r}_b e^{2ik_{\perp} D}) d\epsilon \quad (1.14)$$

$$\approx \frac{1}{2\pi^3} \mathfrak{S} \int d^2 k_{\parallel} \mathbf{r}_a \mathbf{r}_b e^{2ik_{\perp} D} d\epsilon \quad (1.15)$$

$$\Delta E = \frac{1}{2\pi^3} \mathfrak{S} \int d^2 k_{\parallel} \int_{-\infty}^{\epsilon_F} \ln(1 - \mathbf{r}_a \mathbf{r}_b e^{2ik_{\perp} D}) d\epsilon \quad (1.16)$$

$$\approx \frac{1}{2\pi^3} \mathfrak{S} \int d^2 k_{\parallel} \int_{-\infty}^{\epsilon_F} \mathbf{r}_a \mathbf{r}_b e^{2ik_{\perp} D} d\epsilon \quad (1.17)$$

Dabei ist zu beachten, daß die Reflektionskomponenten $\mathbf{r}_{a,b}$ und die Impulskomponente $k_{\perp}(\epsilon)$ zusätzlich auch Funktionen der Impuls-Parallelkomponenten k_{\parallel} sind.

Bis jetzt haben diese Formeln noch überhaupt nichts mit Magnetismus zu tun. Eine magnetische Kopplung ergibt sich dann, wenn die Reflektionsamplituden $\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_b$ *spinabhängig* sind. Dies bedeutet gleichzeitig, daß die Reflektionsamplitude eines Elektrons in der Zwischenlage von der relativen Magnetisierung der ferromagnetischen Lagen links (a) und rechts (b) abhängt. Die Definition 'spin-up' und 'spin-down' macht nur Sinn in Bezug auf die Quantisierungsachse. Und diese ist im Ferromagneten die Magnetisierung. Anders ausgedrückt: Ein Elektron mit 'spin-up' in der einen ferromagnetischen Lage hat 'spin-down' in der nächsten, wenn diese antiparallel magnetisiert sind.

Dies ist in der folgenden Gleichung berücksichtigt. Statt des Faktors +2 für die Spinentartung in den oberen Gleichungen wird jetzt jede Spinausrichtung getrennt betrachtet und die Energien am Ende aufsummiert. Insgesamt ergibt sich als Energiedifferenz zwischen paralleler und antiparalleler Magnetisierung der magnetischen Lagen [Bru95]:

$$E_F - E_{AF} = \frac{1}{4\pi^3} \mathfrak{S} \int d^2 k_{\parallel} \int_{-infty}^{\epsilon_F} d\epsilon$$

$$\ln \left[\frac{(1 - r_a^\uparrow r_b^\uparrow e^{2ik_\perp D})(1 - r_a^\downarrow r_b^\downarrow e^{2ik_\perp D})}{(1 - r_a^\uparrow r_b^\downarrow e^{2ik_\perp D})(1 - r_a^\downarrow r_b^\uparrow e^{2ik_\perp D})} \right] \quad (1.18)$$

$$\approx -\frac{1}{\pi^3} \Im \int d^2 k_\parallel \int_{-\infty}^{\epsilon_F} \Delta \mathbf{r}_a \Delta \mathbf{r}_b e^{2ik_\perp D} d\epsilon \quad (1.19)$$

Letzteres gilt wiederum für schwache Reflexion und verwendet als Abkürzung die Spin-Asymmetrie $\Delta \mathbf{r}$, die definiert ist als:

$$\Delta \mathbf{r}_{\mathbf{a},\mathbf{b}} = (\mathbf{r}_{\mathbf{a},\mathbf{b}}^\uparrow - \mathbf{r}_{\mathbf{a},\mathbf{b}}^\downarrow)/2 \quad (1.20)$$

Aus der Formel 1.19 folgt:

- Die Kopplungsenergie wächst mit der Spin-Asymmetrie $\Delta \mathbf{r}_{\mathbf{a},\mathbf{b}}$ auf beiden Seiten.
- Die Kopplungsenergie variiert mit der Dicke der Zwischenlage D und der Periode π/k_\perp .
- Abgesehen von dieser Modulation ist die Stärke der Kopplung für große D genauso stark wie für kleine, da außer der spekularen Reflexion $k_\perp \rightarrow -k_\perp$ keine Streumechanismen beachtet wurden.

In realen Systemen führt die zusätzlich vorhandene diffuse Streuung zu einer (exponentiell abfallenden) Hüllkurve der modulierten Kopplungsenergie mit der Zwischenlagendicke D . Die Abhängigkeit dieser diffusen Streuung von der Temperatur (z.B. durch Streuung an Phononen) führt außerdem zu einer Temperaturabhängigkeit der Kopplung.

1.2.4 Komplexe Fermioberflächen

Die Impulskomponente k_\perp in Gleichung 1.19 variiert bei der Integration über die Fermifläche. Diese Werte sind jedoch nicht gleichmäßig verteilt, in toto wird die Modulation der Kopplungsenergie von k_\perp -Werten bestimmt, die sich längs der Fermifläche nur schwach ändern, sogenannte stationäre Vektoren. Schnelle Änderungen hingegen werden (näherungsweise) durch die Integration weggemittelt.

Zur Illustration sind in Abbildung 1.3 ([Bür99]) verschiedene Schnitte der Fermifläche von (Volumen-)Kupfer und die dort möglichen, stationären Vektoren gezeigt. Die Länge der Vektoren unterscheidet sich je nach kristalliner Ausrichtung, so daß die Periodenlänge der Zwischenlagenaustauschkopplung in der Regel von dieser Ausrichtung abhängt. Dies läßt sich experimentell bestätigen [Kaw94, Lea96].

Gibt es mehr als eine so ausgezeichnete Impulskomponente, können auch Überlagerungen auftreten, es gibt mehr als eine Periodenlänge. Auch dies wurde experimentell nachgewiesen [Len93].

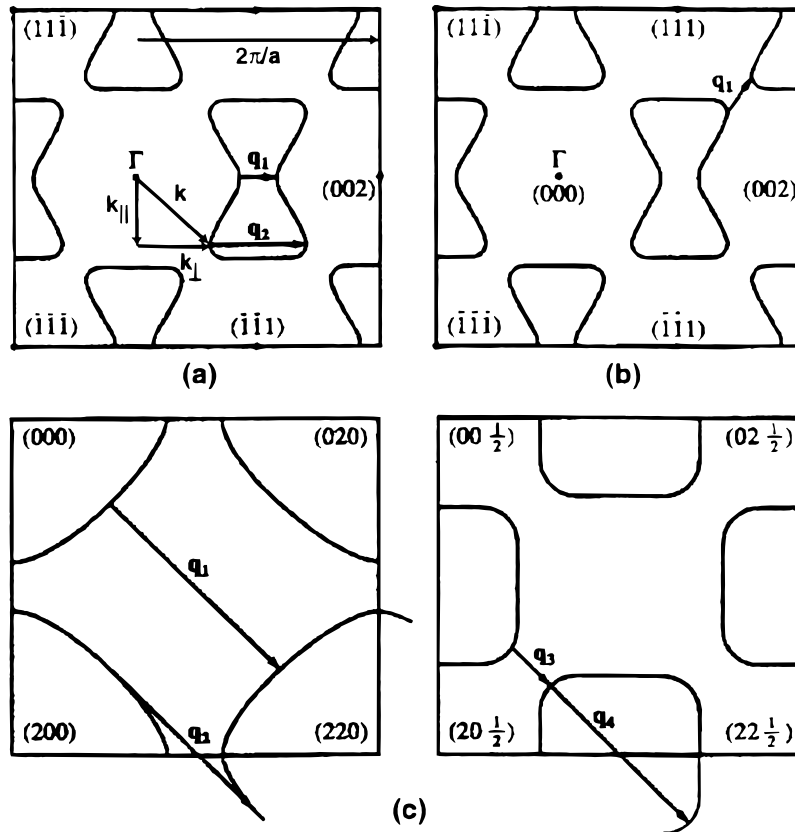


Abbildung 1.3: Schnitte der Fermi-Oberfläche von Cu: (100)-Ebene (a), (111)-Ebene (b) und zwei (110)-Ebenen (c). Die stationären Vektoren sind eingezeichnet. (Aus [Bür99])

1.2.5 Abhängigkeit von der Dicke der ferromagnetischen Lage

Elektronen, die an der Grenzfläche *nicht* reflektiert werden, können die ferromagnetische Lage durchqueren und stattdessen an der nächsten Grenzfläche reflektiert werden. Dies ist in Abbildung 1.4 illustriert. Durch die Reflektionen und das Durchqueren der ferromagnetischen Lage ergeben sich wiederum Phasenverschiebungen, die mit der direkt reflektierten Welle interferieren. Dadurch ergibt sich der gleiche Mechanismus in Bezug auf die Änderung der Zustandsdichte, so daß sich auch eine Abhängigkeit der Kopplungsenergie von der Schichtdicke der ferromagnetischen Lage ergibt. Durch die Mehrfachreflektion ist diese Abhängigkeit zwar deutlich geringer als im Falle der Zwischenlage, kann aber experimentell nachgewiesen werden [Blo94, Blo95].

1.3 Exchange-Bias

Phänomenologisch beschreibt Exchange-Bias in einem System von Antiferromagnet und Ferromagnet die Neigung (= Bias) der Magnetisierung in eine bestimmte Richtung zu

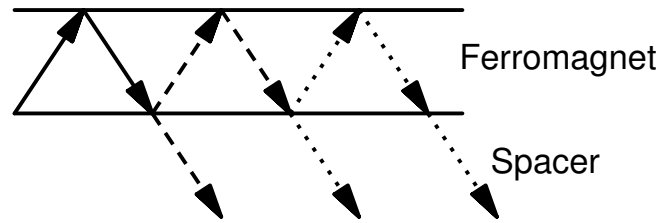


Abbildung 1.4: Mögliche (spekulare) Mehrfachreflektionen von Elektronen bei endlicher Lagendicke des Ferromagneten

zeigen. Diese wird durch eine quantenmechanische Austauschwechselwirkung (= Exchange) mit einem benachbarten antiferromagnetischen Material erreicht. Von Ausnahmen abgesehen ist diese Richtung identisch mit derjenigen, die die Magnetisierung beim Übergang zum antiferromagnetischen Zustand hatte [Ber99b, Mei56, Nog99b].

Dies kann zum Beispiel durch Abkühlen der Probe im Magnetfeld unter die Blocking-Temperatur erreicht werden, sogenanntes 'field-cooling'. Die Blocking-Temperatur ist dabei als diejenige Temperatur definiert, bei der dieser Effekt eintritt. Sie hängt von der Material und Schichtdicke des Antiferromagneten ab und kann merklich kleiner sein als dessen Bulk-Néeltemperatur.

Diesen Exchange-Bias bezeichnet man als 'negativ', wenn die Hysteresekurve im Vergleich des (als positiv definierten) Feldes beim Abkühlen zu negativen Magnetfeldwerten hin verschoben ist. Dies ist bei den meisten Materialien der Fall.

Es gibt jedoch Ausnahmen mit umgekehrten ('positiven') Exchange Bias speziell Materialsystemen, die FeF_2 als Antiferromagneten verwenden [Mor98, Nog99a, Nog96]. Moran *et al.* [Mor98] erklären dies mit der großen intrinsische Anisotropie des FeF_2 .

Auch im Falle sehr großer Magnetfelder beim field-cooling kann ein 'positiver' Exchange-Bias auftreten [Lei99, Lei00, Nog00a]. Nogues *et al.* [Nog00a] vermuten dabei als Ursache eine direkte Wechselwirkung des Antiferromagneten mit dem externen Magnetfeld. Die Autoren konnten nachweisen, daß ein eingepprägter Exchange-Bias durch das Anlegen sehr großer Magnetfelder (einige Tesla) durch die direkte Wechselwirkung Magnetfeld-Spin zerstört werden kann [Nog00b].

Bei kleinen Magnetfeldern dominiert die direkte Wechselwirkung mit der Magnetisierung des Ferromagneten [Nog96] und es wird im Prinzip kein externes Magnetfeld benötigt. (siehe auch die Ergebnisse im experimentellen Teil).

Zuerst entdeckt wurde der Exchange-Bias 1956 von Meiklejohn und Bean [Mei56], die eigentlich nur die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung kleiner Kobaltpartikel untersuchen wollten. Dabei stellten sie eine Verschiebung der Magnetisierungskurve vom Nullpunkt des externen Feldes fest, wenn die Partikel im Magnetfeld abgekühlt wurden.

Die Autoren erklärten diesen Effekt mit der Oxidschicht auf den Partikeln. Sie nahmen an, daß es eine direkte Austauschkopplung der Spins im ferromagnetischen Kobalt mit

den Spins des antiferromagnetischen Kobaltoxids gibt. Kobaltoxid ist ein Antiferromagnet mit einer Ordnungstemperatur von 290K für Volumenmaterial, also unterhalb der Raumtemperatur. Durch Vergleich der Messungen bei Raumtemperatur und bei 77 K konnten sie zeigen, daß diese Effekt der Verschiebung mit dem antiferromagnetischen Zustand des CoO korreliert ist.

Seitdem sind viele experimentelle Untersuchungen und viele Modelle aufgeboden worden, um dieses Phänomen qualitativ und quantitativ zu verstehen. Das Konzept von Meiklejohn und Bean, direkte Austauschkopplung der Spins, hat sich dabei bewährt, obwohl Gökemeijer *et al.* [Gök97] zeigen konnte, daß ein Exchange-Bias auch beobachtbar ist, wenn zwischen Antiferromagnet und Ferromagnet eine Schicht aus nichtmagnetischem Metall (Au,Ag,Cu) eingefügt wird. Sie beobachteten einen exponentiellen Abfall des Exchange-Bias mit Zunahme der Schichtdicke des nichtmagnetischen Spacers. Die charakteristische Länge des Abfalls hängt dabei von dem Spacermaterial ab.

Vergleichbares wurde von Thomas *et al.* [Tho00] gefunden, die eine große Anzahl von Materialkombinationen untersucht haben. Sie beobachteten zudem bei manchen Systemen eine Abweichung vom exponentiellen Abfall. Gruyters *et al.* [Gru01] fanden im System CoO/Au/Co einen mehr abrupten denn kontinuierlichen (exponentiellen) Abfall. Lin *et al.* [Lin01] hingegen fanden im NiO/Cu/NiFe System einen exponentiellen Abfall nur bei tiefer Temperatur ($\approx 20\text{K}$), bei höheren Temperatur ($\approx 145\text{K}$) beobachteten sie hingegen ein oszillierendes Verhalten, vergleichbar der Zwischenlagenkopplung in GMR-Multilagen. Dies wird von Mewes *et al.* [Mew00] bestätigt, die ebenfalls eine Oszillation des Exchange-Bias mit der Schichtdicke fanden. Die Abhängigkeit der Kopplung von der Schichtdicke d war dabei $H_{\text{EB}} \propto |\cos(2\pi d/\lambda)|$ im Vergleich zur Zwischenlagenkopplung (Abschnitt 1.2) $J \propto \cos(2\pi d/\lambda)$ mit *demselben, vom Spacermaterial abhängigen* λ . Dies ist ein sehr starkes Indiz, daß dieser langreichweitige Exchange-Bias mit einer vergleichbaren Theorie erklärt werden könnte, bei der die Wechselwirkung ebenfalls durch die Elektronen vermittelt wird. Es muß kein neuer Wirkungsmechanismus angenommen werden, auch wenn eine endgültige Erklärung dieses Effektes heute noch aussteht [Nog99b].

Diese Arbeit wird sich im Weiteren jedoch nur noch mit Systemen beschäftigen, bei denen Antiferromagnet und Ferromagnet unmittelbar benachbart sind. Auch hier sind nicht alle Fragen geklärt, insbesondere gibt es unterschiedliche Modelle, die zu unterschiedlichen Schlußfolgerungen kommen, die einander zum Teil widersprechen. Um eine Bewertung der unterschiedlichen Theorien zu ermöglichen, werden im nächsten Abschnitt zunächst eigene Betrachtungen zur Symmetrie des Problems und eines daraus folgenden, einfachen Modells angestellt, mit dem sich schon viele wichtige Aspekte beschreiben lassen.

Die Annahme einer direkten Spin-Spin Kopplung mit der Kopplungsstärke J führt zu dem Ausdruck $H_{\text{ex}} = 2JS^2/a^2Mt$ für den Exchange-Bias [Mau87] (A Gitterkonstante, M und t Magnetisierung und Dicke der ferromagnetischen Schicht). Dieser hängt von der (unbekannten) Kopplungsstärke J ab. Nimmt man als Abschätzung für dieses J einen Wert an, der vergleichbar der Kopplung in Antiferro- und Ferromagnet ist, so ergibt sich ein etwa um den Faktor 100 zu großer Wert im Vergleich zu experimentellen Daten.

1 Kopplung magnetischer Schichten

Eine naheliegende Erklärung wäre eine schlechte Kopplung über die Grenzfläche hinweg, wenn Defekte einen Großteil dieser direkten Kopplung verhindern und nur eine Restkopplung übrigbleibt. Dies ist jedoch nicht plausibel. So sollte es durch Schwankungen der experimentellen Bedingungen auch Proben geben, in denen 98% oder 99.5% statt 99% der Kopplungen gestört sind, was zu starken Streuungen im Exchange-Bias führen würde. Dies wird jedoch nicht beobachtet.

Mauri *et al.* [Mau87] haben ein einfaches Modell entwickelt, bei dem nicht die Kopplung zwischen Antiferromagnet und Ferromagnet aufgebrochen wird, sondern sich stattdessen eine Domänenwand parallel zur Grenzfläche im Antiferromagneten bildet. Somit wird die Höhe des Exchange-Bias durch die Eigenschaften des Antiferromagneten bestimmt und es gilt: $H_{\text{ex}} = 2\sqrt{AK}/Mt$ (A: Steifigkeit, K: Anisotropie im Antiferromagneten). Einsetzen realer Werte in diese Theorie führt zu Werten des Exchange-Bias, die in der richtigen Größenordnung liegen.

Anmerkung: Fast die gleiche Formel, abgesehen von einem konstanten Faktor der Größenordnung eins, erhält Malozemoff [Mal87, Mal88] aus einem gänzlich anderen Modell. (siehe Abschnitt 1.3.5: Rauhe Grenzfläche).

1.3.1 Einfaches Modell

Dieses Modell wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt, um die Wechselwirkung einfach und verständlich zu machen. Der Ansatz dieses Modells beruht auf dem allgemeinen physikalischen Prinzip: *Hat ein Problem eine Symmetrie, muß dessen Lösung diese auch besitzen.*

Dieses Symmetrieprinzip schränkt die Möglichkeiten ein, wie sich Magnetisierung und Néelvektor relativ zueinander ausrichten können. Der Néelvektor beschreibt die räumliche Ausrichtung der Spins in einem Antiferromagneten analog zu der Definition des Magnetisierungsvektors für die Ausrichtung der Spins in einem Ferromagneten. Er liegt (anti-) parallel zur Ausrichtung der Spins. Da sich Spins im Antiferromagneten antiparallel ausrichten, beschreibt auch ein um 180° gedrehter Néelvektor das identische System. Diese Definition ist daher nicht eindeutig. Die eigentlich korrekte Bezeichnung wäre Néelachse, diese konnte sich im Sprachgebrauch jedoch nicht durchsetzen.

Man betrachte ein Schichtsystem aus einem Antiferromagneten und einem Ferromagneten. Die Grenzfläche soll klar definiert sein, es wird also von einem abrupten Übergang von ferromagnetischer und antiferromagnetischer Ordnung ausgegangen, wie er auch in der Literatur üblich ist [Koo97, Xi00]. Die Grenzfläche soll zudem (vorerst) ideal glatt sein.

Die Dicke der antiferromagnetischen Schicht soll sehr viel größer sein als die Dicke einer Domänenwand im Antiferromagneten (etwa 100 Gitterkonstanten [Mal87, Mal88]), so daß ein Verdrehen der Spins an der Oberfläche nicht automatisch die Ausrichtung der gesamten Schicht verändert. Stattdessen soll diese Verdrehung mit der Entfernung zur

Grenzfläche abklingen, also zur (reversiblen) Ausbildung einer Domänenwand parallel zur Grenzfläche führen, analog zu Mauri *et al.* [Mau87]. Die Ausrichtung des Antiferromagneten kann dadurch auch beim Ummagnetisieren des Ferromagneten stabil bleiben.

Die Dicke der ferromagnetischen Schicht hingegen soll deutlich geringer sein als die Dicke einer ferromagnetischen Domänenwand, so daß die Magnetisierung längs der Schichtnormalen als homogen angenommen werden kann.

Drittens wird wie zuvor von einer (direkten) Kopplung der Spins von Antiferromagnet und Ferromagnet an der Grenzfläche ausgegangen. Die Wechselwirkung läßt sich dann mit den folgenden Termen [Xi00] beschreiben:

$$\epsilon_{FM-AF}^{(i,j)} = -J_{FM-AF} \vec{S}_{FM}^i \vec{S}_{AF}^j \quad (1.21)$$

$$\epsilon_{AF-AF}^{(i,j)} = J_{AF-AF} \vec{S}_{AF}^i \vec{S}_{AF}^j \quad (1.22)$$

Für den Ferromagneten läßt sich analog zu Gleichung 1.22 eine Steifigkeit definieren. Die $\vec{S}_{FM,AF}^i$ sind die Spins in Ferro- bzw. Antiferromagnet, die J sind Kopplungskonstanten im Heisenbergbild, die die Kopplung beschreiben. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wurde in diesem Modell durch die Vorzeichenwahl von $J_{FM-AF}^{i,j}$ eine bevorzugte Parallelstellung der Spins durch die Kopplung angenommen, was auch mit experimentellen Beobachtungen übereinstimmt [Zhu01]. Die folgende Diskussion ließe sich aber ohne Einschränkungen auch für eine bevorzugt antiparallele Einstellung der Spins führen.

Diese Diskussion soll mit einer sehr einfachen Betrachtung beginnen, mit der man aber schon die wichtigsten Effekte, Exchange-Bias und erhöhte Koerzitivität, einer gekoppelten, ferromagnetischen Schicht verstehen kann. Dieses Modell wird dann sukzessive erweitert und so der Realität angenähert.

1.3.2 Glatte Grenzfläche, keine Anisotropie

Im einfachsten Fall werden (fast) alle Anisotropien im System vernachlässigt. Das heißt auch, die Bindung der Spins an bestimmte Gitterplätze zu ignorieren, der Antiferromagnet wird lediglich dadurch definiert, daß sich benachbarte Spins durch eine Wechselwirkung untereinander antiparallel ausrichten wollen (Nächste-Nachbarn-Modell). Es ergeben sich jedoch im Kristall zwangsläufig Ebenen, in denen sich alle Spins parallel stellen (z.B. die [111] Ebene im NiO [Ber99b]). Eine solche Grenzfläche bezeichnet man als 'unkompensiert'. In anderen Ebenen stehen jeweils nächste Nachbarn antiparallel (z.B. die [200] und [220] Ebenen im NiO¹). Solche Grenzflächen bezeichnet man als 'kompensiert'.

¹Genaugenommen hat NiO in der antiferromagnetischen Phase keine fcc-, sondern eine rhomboedrische Kristallstruktur, die durch eine Kontraktion längs der $\langle 111 \rangle$ -Achse bewirkt wird. Die Verzerrung ist mit $\alpha = \beta = \gamma = 90.4^\circ$ jedoch sehr gering [Ber99b].

1 Kopplung magnetischer Schichten

Die Grenzfläche zum Ferromagneten soll einer von beiden Orientierungen entsprechen, so daß vom Antiferromagneten schon vorgegeben wird, ob es sich um eine unkompen-sierte (alle Spins parallel) oder kompen-sierte Grenzfläche handelt, deren Spinorientierung durch die Wechselwirkung zum Ferromagneten lediglich modifiziert wird (Frustration), falls es energetisch günstig sein sollte.

Die Annahme, daß die Ausrichtung der Spins an der Grenzfläche (kompen-siert/unkompen-siert) maßgeblich vom Volumen festgelegt werden, ist nicht selbstverständlich, wird in der Literatur mangels eines besseren Modells jedoch häufig verwendet [Amb97b, Mei56, Mor98]. Ebenfalls eine Idealisierung stellen die Vorstellungen einer scharfen Grenzfläche Ferromagnet/Antiferromagnet und die Beschränkung der Wechselwirkung auf benach-barte Spins dar. Insgesamt werden diese vereinfachten Vorstellungen jedoch durch die guten Ergebnisse gerechtfertigt.

Jedem Spin an der Grenzfläche sei ein Spin im Ferromagneten als Wechselwirkungspart-ner im Sinne der Gleichung 1.21 zugeordnet. Lateral gibt es keine Domänenwände. Dann kann man das Symmetrieprinzip uneingeschränkt anwenden. Es gibt zwei Ursachen, die die Symmetrie des Raumes brechen: Die Grenzfläche und die (durch ein externes Ma-gnetfeld) vorgegebene Magnetisierung der ferromagnetischen Schicht. Insgesamt bleibt so nur noch eine Spiegelsymmetrie innerhalb der Grenzfläche übrig. Spiegelachse ist da-bei die Magnetisierung der ferromagnetischen Schicht. Aus Symmetriegründen kann der Néelvektor dann nur (anti-) parallel oder vertikal zur Magnetisierung stehen.

Im Falle einer unkompen-sierten Grenzfläche, bei der die Spins in der Ebene der Grenz-fläche liegen, kann der Néelvektor aus Symmetriegründen nur parallel oder antiparallel² zur Magnetisierung liegen. Energetisch am günstigsten, nach der zuvor über die Kopp-lung gemachten Annahme, ist der Fall, bei dem alle Spins an der Grenzfläche parallel liegen.

Es ist noch ein weiterer Fall mit den Bedingungen einer unkompen-sierten Oberfläche und der Symmetrie verträglich: Alle Spins des Antiferromagneten an der Grenzfläche sind längs (oder entgegen) der Grenzflächennormalen ausgerichtet, die Spins von Ferromagnet und Antiferromagnet haben zueinander also eine Winkel von 90° . Dies liegt energetisch zwischen den beiden zuvor beschriebenen Fällen. Da alle Anisotropien vernachlässigt wurden, die die Spins in die Senkrechte zwingen könnten, bleibt die energetisch günstigste Konfiguration die Parallelstellung der Spins an der Grenzfläche.

Anders sieht der Fall bei einer kompen-sierten Grenzfläche aus. Hier sind alle Möglich-keiten für die Ausrichtung des Néelvektors (parallel, senkrecht, in der Ebene oder längs der Grenzflächennormalen) energetisch gleichwertig, jedoch nur solange, wie man die Verdrehung der Spins an der Grenzfläche (Frustration) nicht in Betracht zieht.

Wird ein Spin des Antiferromagneten an der Grenzfläche um den Winkel $\vec{\alpha}$ gedreht, so muß der benachbarte, antiparallele, um den Winkel $-\vec{\alpha}$ gedreht werden. Andernfalls

²Im Kristall wären beide Ausrichtungen äquivalent. Dies gilt jedoch nicht mehr an der Grenzfläche in diesem speziellen Fall, da hier die Spins des Antiferromagneten parallel oder antiparallel zu den Spins des Ferromagneten liegen können.

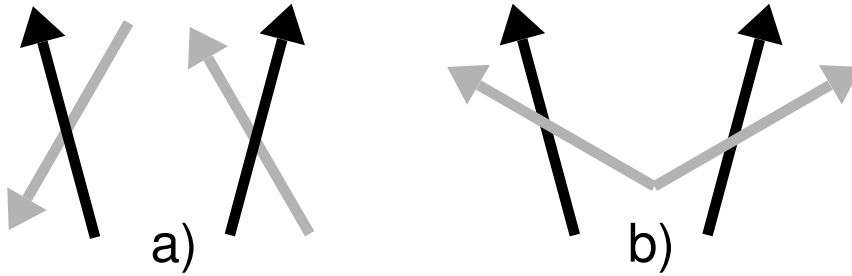


Abbildung 1.5: Mögliche Frustrationen der Spins an der Grenzfläche von Ferromagnet (schwarz) und Antiferromagnet (grau) unter Beachtung der Symmetriebedingungen. Bei a) ist der Néelvektor parallel, bei b) senkrecht zur Magnetisierung ausgerichtet. Die Winkel sind willkürlich gewählt.

wäre die Konfiguration nicht mehr mit der Symmetrieforderung verträglich. Analoges gilt für die Spins im Ferromagneten bei der Drehung um den Winkel $\pm\beta$, da ja auch die Magnetisierung insgesamt die Richtung nicht ändern darf. Abbildung 1.5 zeigt die beiden, mit der Symmetrieforderung möglichen Frustrationen der Spins von Ferromagnet (schwarz) und Antiferromagnet (grau). (Die Winkel sind willkürlich gewählt.)

In a) sind Néelvektor und Magnetisierung parallel, in b) senkrecht zueinander. In a) kann das linke Paar die Gesamtenergie um den Betrag $J_{\text{AFM,FM}}(1 - \cos(\alpha + \beta))$ (siehe Gleichung 1.21) erniedrigen. Das rechte Paar erhöht jedoch die Gesamtenergie um exakt denselben Betrag. Hinzu kommt die Energie, die benötigt wird, die Steifigkeit von Ferromagnet und Antiferromagnet (Gleichung 1.22) zu überwinden. Insgesamt ist die Konfiguration mit Frustration also energetisch ungünstiger als die unfrustrierte.

Anders für b): Beide Paare erniedrigen die Gesamtenergie um den Betrag $J_{\text{AFM,FM}} \sin(\alpha + \beta)$. Auch wenn in diesem Fall ebenfalls die Steifigkeit von Ferromagnet und Antiferromagnet überwunden werden muß: Man kann durch Entwicklung nach kleinen Winkel zeigen, daß für endliche Kopplungen die Gesamtenergie *immer* durch die Frustration erniedrigt werden kann. Die Frustration an der Grenzfläche klingt dann in der antiferromagnetischen Schicht mit der Entfernung zur Grenzfläche ab (analog zu Mauri [Mau87]).

Insgesamt hat für den Fall einer glatten, kompensierten Grenzfläche also diejenige Konfiguration die niedrigste Energie, bei der Magnetisierung und Néelvektor senkrecht aufeinander stehen. Eine Simulation, die bei den einzelnen, mikroskopischen Spins ansetzt und dafür die Symmetrie vernachlässigt, kommt ebenfalls zu diesem Ergebnis [Koo97].

Zusammengefaßt:

- Im Falle einer unkompenzierten Grenzfläche ist die energetisch günstigste Ausrichtung zwischen Magnetisierung und Néelvektor die Parallelstellung mit den (unfrustrierten) Spins des Antiferromagneten parallel zur Magnetisierung.

1 Kopplung magnetischer Schichten

- Im Falle einer kompensierten Grenzfläche ist die energetisch günstigste Ausrichtung die Senkrechtstellung mit frustrierten Spins an der Grenzfläche.

Damit ist auch der Mechanismus beschrieben, wie die Magnetisierung der ferromagnetischen Schicht den Néelvektor der antiferromagnetischen Schicht ausrichten kann, zum Beispiel beim field-cooling, oder auch beim Wachstum einer antiferromagnetischen Schicht auf einem Ferromagneten. Ist nur ein Magnetfeld vorhanden, jedoch keine ferromagnetische Schicht, ist die Situation anders. Das Magnetfeld greift an allen Spins gleich an, nicht nur an denen an der Oberfläche. Man kann eine analoge Argumentation wie im Falle der kompensierten Grenzfläche führen. In diesem Fall müßte sich der Néelvektor in jedem Fall senkrecht zum Magnetfeld ausrichten. Dies steht im Widerspruch zu experimentellen Beobachtungen, auch zu denen, die in dieser Arbeit gezeigt werden. Man kann in ein System auch einen Exchange-Bias allein mit einer Beschichtung im Magnetfeld einprägen. Selbst dann, wenn der Antiferromagnet als erstes abgeschieden wird und vor der Aufbringung des Ferromagneten seine stabile Ausrichtung bereits eingenommen haben sollte.

1.3.3 Mechanismus des Pinnings/Exchange-Bias

Ohne eine Anisotropie im Antiferromagneten, der eine Drehung des Néelvektors zu verhindern vermag, kann es keinen Exchange-Bias geben, da sich der Néelvektor einfach beim Drehen der Magnetisierung der benachbarten ferromagnetischen Lage mitdrehen würde. Es soll dennoch einfach einmal angenommen werden, daß der Néelvektor nach der Ausrichtung *im Volumen* konstant bleiben soll, ohne genau zu spezifizieren, warum. Es geht also jetzt um die umgekehrte Betrachtung: Néelvektor ist vorgegeben, was macht die Magnetisierung?

Die Wechselwirkung zwischen Magnetisierung und Néelvektor führt im Falle einer un kompensierten Grenzfläche zu *einer* energetisch günstigen Richtung der Magnetisierung, die identisch ist mit derjenigen, die bei der Ausrichtung des Antiferromagneten bestand. Es gibt also eine unidirektionale Anisotropie und damit einen Exchange-Bias.

Im Falle einer kompensierten Grenzfläche ist, analog zur obigen Diskussion, die Ausrichtung der Magnetisierung senkrecht zum Néelvektor mit frustrierten Grenzflächenspins energetisch am günstigsten. Damit gibt es jedoch für die Ausrichtung der Magnetisierung zwei gleichwertige Minima der Gesamtenergie, parallel und antiparallel zur Ausrichtung während des field-coolings. Dies stellt eine uniaxiale Anisotropie dar, es ergibt sich *kein* Exchange-Bias.

Koon behauptet im Gegensatz dazu, daß durch die Frustration eine unidirektionale Anisotropie auch im diesem Falle erzeugt werden kann. [Koo97]. Er nennt dieses eine Spin-Flop-Kopplung. An dieser Stelle irrt der Autor. Wird diese Frustration nicht durch irgendeine Anisotropie stabilisiert, ist diese nicht statisch und wird daher beim Ummagnetisieren verändert. Sie kann so nicht zu einem Exchange Bias führen. Eine

kompensierte, glatte Grenzfläche führt zu keinem Exchange-Bias, dies konnten diverse Autoren an Hand unterschiedlicher Modelle zeigen. [Sch99, Sch98, Sti99, Xi00].

Die Existenz (induzierter) unidirektionaler und uniaxialer Anisotropie läßt sich also aus einem einheitlichen, physikalischen Bild ableiten. Dies erklärt auch die starke Korrelation beider Eigenschaften, zum Beispiel in der Temperaturabhängigkeit (siehe experimenteller Teil). Schon Ambrose *et al.* hatten eine einheitliche Beschreibung von Exchange-Bias und Koerzitivität in solchen Systemen vorgeschlagen [Amb97b].

Diese theoretischen Betrachtungen werden von den Experimenten von Gökemeijer *et al.* gestützt [Gök01], die epitaktische Schichtsysteme aus CoO und Permalloy mit wohldefinierter kristalliner Orientierung untersucht haben. Die Proben mit der (unkompensierten) [111] Grenzfläche zeigten einen Exchange-Bias, die (kompensierten) [100] und [110] Grenzflächen hingegen nicht. Im letzteren Fall gibt es jedoch eine deutlich vergrößerte Koerzitivität des ferromagnetischen Layers, die mit der Temperatur abnimmt und bei der Néeltemperatur von CoO verschwindet. Dies zeigt, daß die Kopplung vorhanden ist, bei den kompensierten Grenzflächen jedoch zu einer uniaxialen und nicht zu einer unidirektionalen Anisotropie führt. Dies entspricht der zuvor gemachten Vorhersage.

Es gibt in [Gök01] eine Abweichung von diesem Verhalten, wenn die Grenzflächen rauher werden. Dies kann man jedoch mit dem Modell von Malozemoff [Mal87, Mal88] erklären. (siehe unten)

1.3.4 Anisotropien

Bis jetzt wurde die Kristall-Anisotropie des Antiferromagneten vernachlässigt, was prinzipiell nicht gerechtfertigt ist. Tatsächlich wird der Néelvektor keine beliebigen Richtungen einnehmen, sondern wird sich längs einer leichten Achse im Antiferromagneten orientieren. Es gibt in der Regel mehrere gleichberechtigte Richtungen [Hil01]. Die Ausrichtung des Antiferromagneten wird in Domänen zerfallen, insbesondere da diese durch die im Vergleich zum Ferromagneten geringe Wandenergie 'billig' zu haben sind. Gibt man keine Vorzugsrichtung vor, so wird die Ausrichtung statistisch verteilt sein, man erhält längs jeder Achse die gleichen Meßkurven. Im Falle von (statistisch verteilten) Körnern in einer polykristallinen Probe sogar in jeder beliebigen Richtung. Genau dieses wurde in den Experimenten zu dieser Arbeit beobachtet (siehe experimenteller Teil).

Ausrichten der Probe bedeutet dann nichts anderes als eine Umbesetzung der Verteilung. Daraus folgt zwar eine asymmetrische Kurve (Exchange-Bias), das Sättigungsfeld selbst kann insgesamt jedoch nicht größer werden. Auch dies deckt sich mit den experimentellen Beobachtungen dieser Arbeit. Dies ist zwar nur ein indirekter Nachweis der Umbesetzung, jedoch konnten Zhu *et al.* diese Umbesetzung auch direkt nachweisen [Zhu01].

1.3.5 Rauhe Grenzfläche

Einen gänzlich anderen Ansatz zur Herleitung des Exchange-Bias verfolgt Malozemoff [Mal87, Mal88]. Er geht von einer atomaren, statistisch verteilten Rauigkeit der Grenzfläche aus. Dadurch kann man nicht mehr von einer kompensierten oder unkompensierten Grenzfläche sprechen. Vielmehr führt die zufällige Verteilung der Rauigkeiten zu einem nichtverschwindenden Term für den Exchange-Bias, unabhängig von der Orientierung des Antiferromagneten. Malozemoff nennt dies ein 'random-field'. Hintergrund ist, daß eine endlich große antiferromagnetische Domäne nur eine endliche Anzahl von Gitterplätzen beinhaltet. Statistische Schwankungen in der Verteilung führen zu einem nichtverschwindenden Term bei der Kopplung. Diese Schwankungen verringern sich mit der Wurzel der Zahl der Gitterplätze in der Domäne (Standardabweichung). Dies gilt jeweils für jede (antiferromagnetische) Domäne separat. Ist L die Ausdehnung (Durchmesser, Kantenlänge) einer solchen Domäne, wächst die Zahl der beteiligten Gitterplätze N mit dessen Quadrat. Damit ergibt sich die Beziehung:

$$J_{ex} \propto \sqrt{N}^{-1} \propto L^{-1} \quad (1.23)$$

Dabei ist es für das System energetisch günstig in viele kleine Domänen zu zerfallen. Die Domänengröße kann grob mit der Domänenwanddicke $d = \pi \sqrt{A_A/K_A}$ [Mal87, Mal88], abgeschätzt werden, die sich aus den Konstanten des Antiferromagneten ergibt. $A_A = J_A/a$ beschreibt die Steifigkeit ($J_A =$ Austauschenergie pro Volumen, $a =$ Gitterkonstante), K_A die uniaxiale Anisotropie pro Volumen. Quantitative Abschätzungen ergeben, daß der zu erwartende Exchange-Bias in der Größenordnung des experimentell beobachteten liegt. Eine von Malozemoff aus dem Modell vorhergesagte kritische Dicke des Antiferromagneten, ab der der Exchange-Bias wieder kleiner werden müßte, läßt sich experimentell jedoch nicht nachweisen [Amb97a].

Es kann also durch die Rauigkeit auch in Systemen einen Exchange-Bias geben, die aufgrund ihrer kristallinen Ausrichtung eigentlich eine kompensierte Grenzfläche und damit keinen Exchange-Bias besitzen sollten. Auch die induzierte Koerzitivität des Ferromagneten läßt sich aus dem random-field Modell herleiten [Zha99].

Nach dem Modell von Malozemoff müßte man wegen Gleichung 1.23 den Exchange-Bias vergrößern können, wenn man die Domänengröße im Antiferromagneten verkleinert, zum Beispiel durch den Einbau von (wenigen) Defekten. Dies konnte von Miltenyi *et al.* experimentell nachgewiesen werden [Mil00].

Das Modell von Malozemoff findet seine Grenzen, wenn die Rauigkeit bezogen auf die Größe einer antiferromagnetischen Domäne (Durchmesser ≈ 100 Gitterkonstanten [Mal88]) nicht mehr statistisch verteilt ist. Dies gilt nicht zuletzt für (näherungsweise) atomar glatte Schichten. Gökemeijer *et al.* konnten durch gezielte Erhöhung der Rauigkeit einer kompensierten Grenzfläche einen Exchange-Bias einprägen, was bei einer glatten Grenzfläche nicht möglich war. [Gök01]. Dies entspricht einem Übergang von

dem zuvor beschriebenen Symmetrie-Modell zu Malozemoffs random-field-Modell. Beide Modelle können also nebeneinander bestehen, da sie unterschiedliche Extremfälle beschreiben: ideal-glatt vs. ideal-rauh.

Damit kann auch der Widerspruch erklärt werden, daß manche Gruppen eine Abhängigkeit des Exchange-Bias mit der kristallinen Ausrichtung finden [Gök99] (eher glatte Grenzfläche), andere hingegen nicht [Hwa98a, Hwa98b] (eher rauhe Grenzfläche).

Anmerkung: Malozemoff hatte sein Modell entwickelt, um den anfänglich erwähnten, etwa um den Faktor 100 zu kleinen Exchange-Bias zu erklären. Obwohl auf gänzlich andere Weise hergeleitet, kommt er auf dieselbe Abhängigkeit wie Mauri [Mau87] $H_{\text{ex}} \propto \sqrt{A_A K_A}$, obwohl beide Betrachtungen eigentlich unvereinbar sind: Mauri geht von Domänenwänden parallel zur Grenzfläche aus, Malozemoff von dazu senkrechten. Auf der anderen Seite stimmen beide Modelle in einem Punkt überein:

Die Größe des Exchange-Bias wird maßgeblich von den Anisotropien des Antiferromagneten bestimmt.

1 Kopplung magnetischer Schichten

2 Magnetowiderstand

Der Transport des elektrischen Stromes in den hier untersuchten 3d-Metallen wird von der Ladung derselben Elektronen getragen, deren Spin auch für die Magnetisierung verantwortlich ist. So ist es nicht verwunderlich, daß es eine Korrelation zwischen elektrischem Widerstand und Magnetisierung gibt.

Das Anlegen einer Spannung führt zu einer Beschleunigung der Elektronen und in deren Folge insgesamt zu einer Umbesetzung ihrer Besetzungswahrscheinlichkeit, so daß der Mittelwert der Geschwindigkeit der Elektronen nicht mehr verschwindet. Daraus resultiert der elektrische Strom.

Ohne Streuung würden die Elektronen immer weiter beschleunigt beziehungsweise ein einmal eingepprägter Strom würde auf ewig weiterfließen. Dies wird beispielsweise im Falle der Supraleitung beobachtet, wo ein Energiegap bei der Fermienergie die Streuung der zu Cooper-Paaren korrelierten Elektronen verhindert, in sehr dünnen Schichten oder Halbleitern mit geringer Defektdichte (ballistischer Grenzfall).

Die Streuung im normalleitenden Fall hat hingegen die Eigenschaft, die Besetzungswahrscheinlichkeit in Richtung ihres (stromlosen) Gleichgewichtszustand zurück zu treiben. Im statischen Fall hebt sich die Wirkung von Beschleunigung und Streuung auf die Besetzung gerade auf, ihre zeitliche Ableitung ist Null.

Unter der Vereinfachung, daß die Auswirkung des Feldes auf die Verteilung nur klein ist und die Streuung durch eine (phänomenologischen) Parameter τ beschreibbar ist (Relaxationszeitnäherung) erhält man dann für den Tensor $\hat{\sigma}$ der Leitfähigkeit [Mer99] ($\circ \equiv$ Tensorprodukt):

$$\hat{\sigma} = \frac{2e^2}{(2\pi)^3} \tau \oint_{Fermi} \frac{dS_{\vec{k}}}{\hbar v_{\vec{k}}} \vec{v}_{\vec{k}} \circ \vec{v}_{\vec{k}} \quad (2.1)$$

Das heißt, die elektrische Leitfähigkeit ist abhängig von der Fermifläche (vor allem wegen der Zahl der Zustände), der Fermigeschwindigkeit $\vec{v}_{\vec{k}}$ und der Streuung der Elektronen.

Für den Fall des quasi-freien Elektronengases gilt für die Fermigeschwindigkeit $v(E_F) = \hbar k_F / m^*$, und für die Elektronendichte $k_F^3 = 3\pi^2 n$ [Iba89]. Dann vereinfacht sich Gleichung 2.1 zu der bekannten Formel aus dem Drude-Modell [Iba89]:

$$\sigma = \frac{e^2 \tau (E_F)}{m^* (E_F)} n \quad (2.2)$$

2.1 Allgemeiner Magnetowiderstand

Das Anlegen eines externen Magnetfeldes an einen Leiter führt aufgrund der Lorentzkraft $e(\vec{v} \times \vec{B})$ zu einer Erhöhung des elektrischen Widerstandes, da sie die Elektronen aus ihrer Bahn ablenkt. Quantenmechanisch ausgedrückt führt das externe Magnetfeld zu nichtverschwindenden Matrixelementen (Störungstheorie) im Hamiltonoperator und damit zu einer Streuwahrscheinlichkeit. Dieses erhöht den elektrischen Widerstand.

Dieses Matrixelement ist proportional zum Magnetfeld, somit ist die Widerstandserhöhung ebenfalls proportional zum Magnetfeld. Die Steigung hängt jedoch nach Gleichung 2.1 auch von der Zustandsdichte an der Fermikante ab, ist also materialspezifisch. Zudem muß zwischen Magnetfeldkomponenten parallel und senkrecht zur Stromrichtung unterscheiden, eine Folge des Kreuzproduktes in $e(\vec{v} \times \vec{B})$. Man spricht dabei vom longitudinalen ($\rho_L, \vec{H} \parallel \vec{j}$) beziehungsweise transversalen ($\rho_T, \vec{H} \perp \vec{j}$) Magnetwiderstand. Dabei gilt für den Widerstand $\rho_T(B) > \rho_L(B) > \rho(0)$ [Mer99].

2.2 Anisotroper Magnetowiderstand

Die Anisotropie der Fermiflächen spiegelt sich in einer Anisotropie der Leitfähigkeit wieder. Bei Kristallen mit kubischer Symmetrie läßt sich der Leitfähigkeitstensor als Skalar darstellen. Eine Magnetisierung der Probe bricht diese Symmetrie, dies gilt natürlich insbesondere für ferromagnetische Materialien.

Die Magnetisierung wird von den magnetischen Momenten der Spins getragen, über die Spin-Bahn-Kopplung gibt es dadurch eine Beeinflussung der Besetzung der unterschiedlichen Bänder mit unterschiedlichen Anisotropien bei der Fermi-Energie (Für eine theoretische Herleitung siehe [Ebe96]). Dies führt makroskopisch zu einer Veränderung der Widerstandes durch die Richtungsänderung der Magnetisierung. Dies kann zum Beispiel zur Messung der Richtung magnetischer Felder verwendet werden.

Wegen der Symmetrie des Kristalls muß dabei gelten $\rho(\vec{H}) = \rho(-\vec{H})$, so daß für den Widerstand in Abhängigkeit vom Winkel α des Magnetfeldes gelten muß: $\Delta R \propto \cos^2 \alpha$.

Eine Probe, in der die Magnetisierung ohne äußeres Magnetfeld statistisch verteilt ist, zeigt bei Anlegen des Magnetfeldes je nach dessen Richtung eine Erhöhung oder Erniedrigung des elektrischen Widerstandes. Dieser Effekt dominiert bei kleinen Magnetfeldern, bei großen Magnetfeldern kommt der normale Magnetowiderstand hinzu, siehe Abb. 2.1. Die magnetisch gesättigte Probe hat dann als Widerstand [Fer99]:

$$\rho_{3D} = \frac{\rho_{\parallel} + 2\rho_{\perp}}{3} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \left(\cos^2 \alpha - \frac{1}{3} \right) \quad (2.3)$$

$$\rho_{2D} = \frac{\rho_{\parallel} + \rho_{\perp}}{2} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \left(\cos^2 \alpha - \frac{1}{2} \right) \quad (2.4)$$

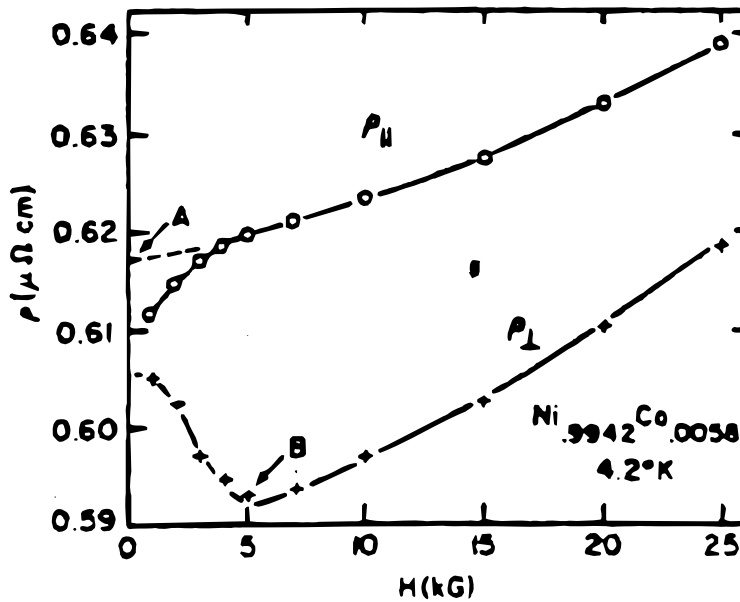


Abbildung 2.1: Beispiel-Magnetowiderstandskurve. Ursache für die Veränderung des Widerstandes für kleine Felder ist der AMR, für den Anstieg zu großen Feldern der allgemeine MR (Aus [Mer99])

Die obere Gleichung gilt für Volumen-Material, die untere für dünne Schichten, bei denen aufgrund der Form-Anisotropie die Magnetisierung in der Ebene der Schicht (und des Magnetfeldes) liegt. Denn in diesem Fall gibt es nur eine mögliche Komponente senkrecht zur Stromrichtung, im Bulk hingegen zwei.

Der Effekt kann in Legierungen wie NiFe oder NiCo bei 4.2K Werte von 20% erreichen. Bei Raumtemperatur bleiben davon jedoch nur 2-3% übrig [Fer99]. Bei magnetisch sehr weichen Materialien wie Permalloy kann die Sättigung schon bei sehr kleinen Magnetfeldern erreicht werden, so daß die Sensitivität S , definiert durch

$$S = \frac{\Delta R}{\Delta H} \quad (2.5)$$

relativ groß sein kann, bis zu etwa 1%/Oe.

2.3 Riesenmagnetowiderstand (GMR)

2.3.1 Ursache des GMR

Die obige Gleichung 2.1 wurde unter der Voraussetzung der Spin-Entartung hergeleitet. Das bedeutet insbesondere, daß Zustandsdichte, Fermigeschwindigkeit und Streuwahrscheinlichkeiten der Elektronen *nicht* abhängig von der Einstellung des Spins sind. Dies

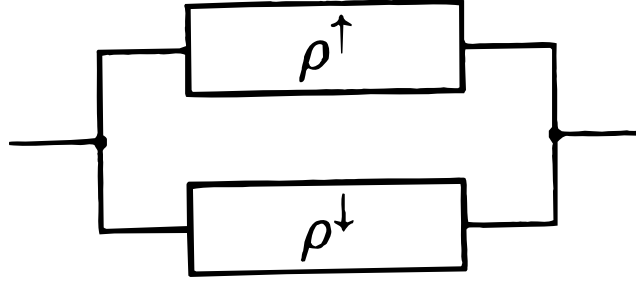


Abbildung 2.2: Illustration zum Zweistrommodell (aus [Mer99]). Ohne Spin-Flip-Prozesse sind die Kanäle für spin-up- und spin-down-Elektronen unabhängig voneinander – die Leitfähigkeiten addieren sich.

ist in Ferromagneten allgemein und GMR-Schichtsystemen im Besonderen nun gerade nicht der Fall.

Jedoch ist der Wirkungsquerschnitt für Spin-Flip-Prozesse, die eine Veränderung der Spin-Einstellung durch die Streuung zur Folge haben, auch in diesen Systemen gering [Mer99]. So kann man den Stromtransport als Parallelschaltung zweier unabhängiger Strompfade betrachten, deren Leitfähigkeiten sich addieren (siehe Abbildung 2.2). In der Literatur wird dies als 'Zweistrommodell' bezeichnet [Mer99, Mot64, Pra96].

Dabei stellt die Magnetisierung die lokale Quantisierungsachse für den Spin dar. Durch die Wechselwirkung globale Magnetisierung – magnetisches Moment des Elektrons ist nur die Komponente des Spins längs dieser Achse eine Erhaltungsgröße (wenn man die Störungen vernachlässigt). Nach Konvention bezeichnet man mit 'Spin up' die Spin-Ausrichtung der Majoritätsladungsträger, mit 'Spin-down' die der Minoritätsladungsträger.

In Multilagensystemen, die aus abwechselnd unmagnetischen und magnetischen Lagen bestehen, können die Schichtmagnetisierungen in beliebige Richtungen zeigen, was die theoretische Behandlung für diesen allgemeinen Fall stark verkompliziert. Für das Verständnis genügt die Beschränkung auf die beiden Extremfälle: Vollständig parallele oder antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung benachbarter Schichten. Dies entspricht den Zuständen im Sättigungsfeld bzw. bei Feld $\vec{H} = 0$ in antiferromagnetisch gekoppelten Schichtsystemen (siehe Abschnitt 1.2).

Für Multilagen mit n ferromagnetischen Lagen ergibt sich dann im Grenzfall $n \rightarrow \infty$ als Widerstand [Zah98]:

$$\hat{\sigma}^{AP} = 2e^2 \sum_{\vec{x}} \delta(\epsilon_{\vec{x}}^{AP} - E_F) \tau_{\vec{x}}^{AP} \vec{v}_{\vec{x}}^{AP} \circ \vec{v}_{\vec{x}}^{AP} \quad (2.6)$$

$$\hat{\sigma}^P = e^2 \sum_{\sigma, \vec{x}} \delta(\epsilon_{\vec{x}}^{\sigma} - E_F) \tau_{\vec{x}}^{\sigma} \vec{v}_{\vec{x}}^{\sigma} \circ \vec{v}_{\vec{x}}^{\sigma} \quad (2.7)$$

Dabei ist $\vec{\chi}$ eine Abkürzung für den Wellenvektor \vec{k} und Bandindex ν , σ ist der Index für Spin-up und Spin-down. Im Falle der antiparallelen Ausrichtung existiert wieder eine Entartung in Bezug auf die Spinrichtung, da die Majoritätsladungsträger der einen Schicht die Minoritätsladungsträger der benachbarten Schicht sind und umgekehrt. Anders im Sättigungsfall, wenn die Ausrichtung der Magnetisierungen parallel ist. Dann hat man zwei Kanäle mit möglicherweise deutlich unterschiedlicher Leitfähigkeit.

Diese Gleichungen lassen sich zum Vergleich mit Gleichung 2.1 in die gleiche Form bringen und es ergibt sich:

$$\sigma^{\hat{A}P} = \frac{2e^2}{(2\pi)^3} \oint_{Fermi} \frac{dS_{\vec{\chi}}}{\hbar v_{\vec{\chi}}} \tau_{\vec{\chi}}^{AP} \vec{v}_{\vec{\chi}}^{AP} \circ \vec{v}_{\vec{k}}^{AP} \quad (2.8)$$

$$\sigma^{\hat{P}} = \frac{e^2}{(2\pi)^3} \sum_{\sigma} \oint_{Fermi} \frac{dS_{\vec{\chi}}}{\hbar v_{\vec{\chi}}} \tau_{\vec{\chi}}^{\sigma} \vec{v}_{\vec{\chi}}^{\sigma} \circ \vec{v}_{\vec{\chi}}^{\sigma} \quad (2.9)$$

Der GMR ist dann definiert als [Zah98]:

$$\text{GMR} = \frac{\sigma^P}{\sigma^{AP}} - 1 \quad (2.10)$$

Mit den Gleichungen 2.8 und 2.9 können jetzt die Auswirkungen der Ummagnetisierung in dem System beschrieben werden. Mertig [Mer99] führt die Begriffe 'intrinsischer' und 'extrinsischer' GMR ein. Ersterer umfaßt die Widerstandsänderung durch den Einfluß der Bandstruktur, namentlich Fermifläche und -geschwindigkeit $\vec{v}_{\vec{k}}$, letzterer die Widerstandsänderung durch spinabhängige, lokale Streuung, deren Wirkung mit dem Parameter $\tau_{\vec{\chi}}^{AP,\sigma}$ beschrieben wird.

Selbst bei Verwendung von Materialsystemen mit kubischer Symmetrie wie Co/Cu¹ oder NiFe/Cu erhält das System durch den Aufbau des Übergitters eine tetragonale Struktur. Es ist zu erwarten, daß sich dies analog zu hexagonalen Kristallen in einer Anisotropie im Leitfähigkeitstensors niederschlägt, was auch der Fall ist. Es gilt also [Mer99]:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{CIP} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{CIP} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{CPP} \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

'CIP' steht dabei für 'Current In Plane', 'CPP' für 'Current Perpendicular to Plane'. (Zur Definition siehe Abbildung 2.3) CIP ist die meist in Experimenten verwendete Konfiguration, da hier der Widerstand einer ausgedehnten Schicht bestimmt werden kann, die nicht notwendigerweise lateral strukturiert werden muß. Die Präparation einer CPP-Geometrie verlangt jedoch eine laterale Strukturierung, die von der Längenskala zumindest vergleichbar der Schichtdicke des Systems ist, typischerweise einigen 10 Nanometern.

¹Kobalt hat als Bulk-Material zwar eine hcp-Struktur. Durch die Wechselwirkung mit dem Kupfer wird im jedoch im Falle dünner Schichten die energetisch nicht weit entfernte fcc-Struktur aufgezwungen.

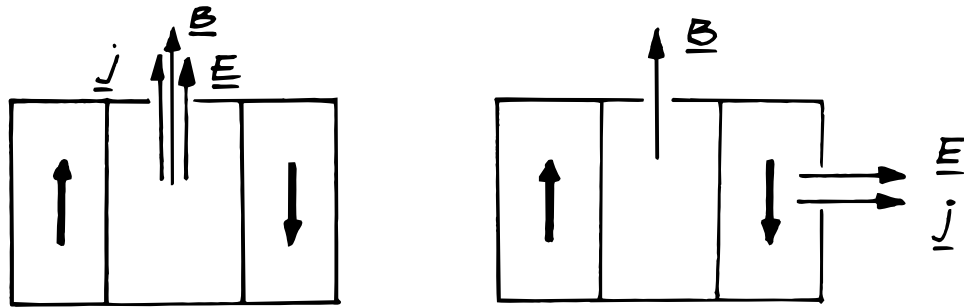


Abbildung 2.3: CIP- und CPP- Geometrie (aus [Mer99])

Die CPP-Geometrie wird hingegen gern in theoretischen Arbeiten verwendet, um sich auf eine eindimensionale Beschreibung beschränken zu können. Es sollte aber beachtet werden, daß nach den Gleichungen 2.6-2.9 stets *alle* Elektronen in der Nähe ($\sim k_B T$) der Fermienergie am Stromtransport beteiligt sind und nicht nur diejenigen mit $\vec{k} \parallel \vec{j}$.

2.3.2 Intrinsischer GMR: Einfluß der Bandstruktur

Wie schon zuvor erwähnt, kann die Änderung von Fermifläche und -geschwindigkeit bei Änderung der Magnetisierung der ferromagnetischen Lagen zueinander zu einer Änderung im elektrischen Widerstand führen.

Wang *et al.* haben (für ein Fe/Cr-System) Bandstrukturen und Blochwellen für verschiedene relative Orientierungen der Magnetisierungen berechnet [Wan96]. Abbildung 2.4, die dort entnommen wurde, zeigt Beispiele eines Teils der Bandstruktur für in der Richtung senkrecht zu den Lagen. In der ferromagnetischen Konfiguration (a) (alle Magnetisierungen zeigen in dieselbe Richtung) existieren separate Bänder für die beiden Spinorientierungen (spin-up und spin-down). Bei einer 90° -Ausrichtung benachbarter Magnetisierungen (b) zeigt sich eine Hybridisierung dieser Bänder, das heißt die Eigenzustände des Übergitters sind die Superpositionen von Wellenfunktionen der spin-up- und spin-down-Elektronen. In der antiferromagnetischen Konfiguration (c), wo benachbarte Magnetisierungen antiparallel ausgerichtet sind, sehen die Elektronen entgegengesetzter Spinorientierungen dieselbe Umgebung: Die beiden Sätze von Bändern in (a) degenerieren zu einem einzigen Satz (c).

Interessant ist, daß die Autoren zeigen konnten, daß dadurch nur für die CPP-Geometrie eine (kleine) Widerstandsänderung durch den intrinsischen GMR auftritt. Für die in dieser Arbeit ausschließlich verwendete CIP-Meßgeometrie hingegen ist der Widerstandseffekt identisch Null! Dies ist nicht eine Folge der speziell für das betrachtete System Fe/Cr gewählten Potentiale, sondern der verwendeten Vereinfachungen (Konstante Zahl der Elektronen, Mittlere freie Weglänge groß gegen Lagenabstand \equiv schwache Streuung). Insoweit ist dieses Ergebnis auch auf andere Materialsysteme übertragbar. So ist

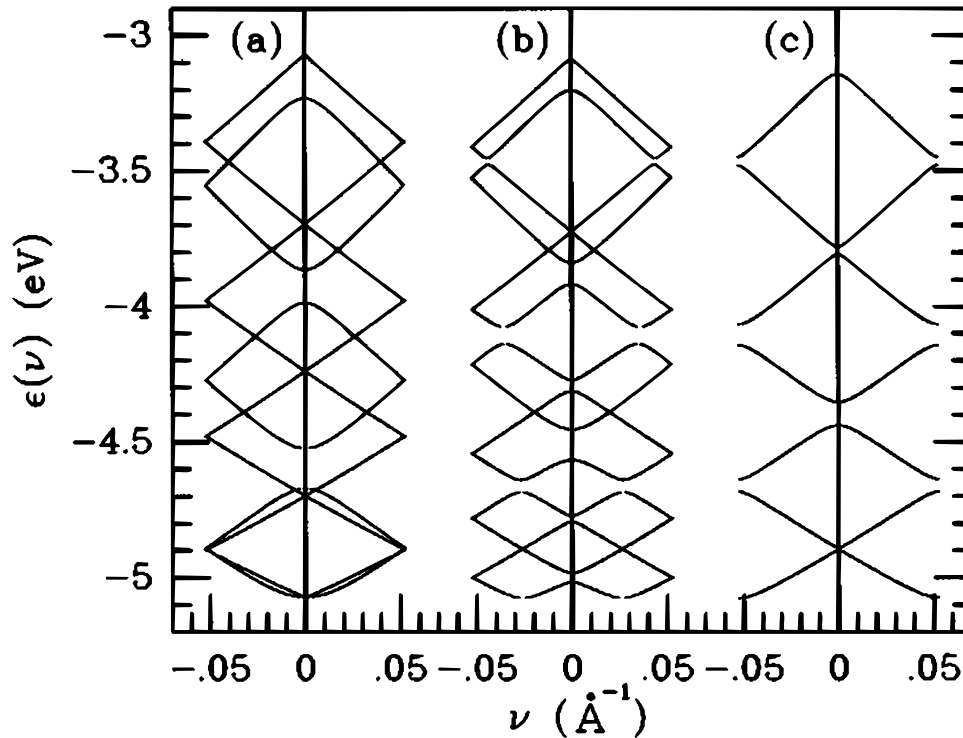


Abbildung 2.4: Beispiele berechneter Bandstrukturen eines Fe/Cr-Lagensystems längs der z-Achse (senkrecht zu den Lagen) für unterschiedliche relative Ausrichtungen der Magnetisierungen jeweils benachbarter Lagen: a) parallel b) senkrecht zueinander c) antiparallel (aus [Wan96])

die spinabhängige Streuung und damit der extrinsische GMR, der im nächsten Abschnitt beschrieben wird, der entscheidende Prozeß für den GMR.

2.3.3 Extrinsischer GMR: Grenzflächen- vs. Bulkstreuung

Seit der Entdeckung des GMR gibt es eine nach wie vor offene Diskussion, ob bei der spinabhängigen Streuung Grenzflächen- oder Volumenstreuung der dominierende Prozeß ist. Ist es also der Unterschied in Energie und Geschwindigkeit für unterschiedliche Spinausrichtung, der es den Elektronen erschwert, freie Zustände in einer anders magnetisierten ferromagnetischen Schicht zu finden und in sie einzudringen? Oder ist es die unterschiedliche Streuwahrscheinlichkeit aufgrund unterschiedlicher Zustandsdichten im Material [Mot64]?

Die starke Abhängigkeit des GMR von der Grenzfläche scheint für ersteres zu sprechen. So konnte Parkin den GMR eines NiFe/Cu Multilagensystems stark erhöhen, indem er eine dünne Co-Schicht in die Grenzfläche einfügte [Par92]. Fullerton *et al.* zeigten den starken Einfluß der Grenzflächenrauhigkeit auf den GMR [Ful92]. Hood und Fali-

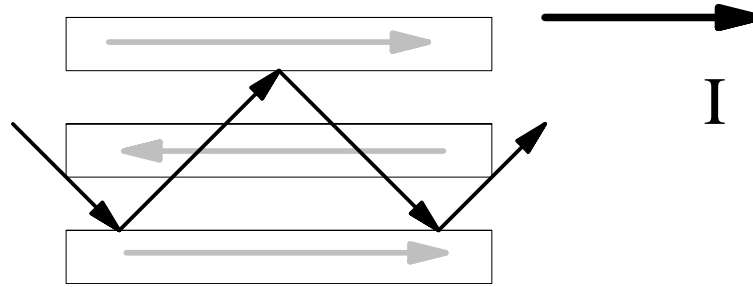


Abbildung 2.5: Spekulare Streuung eines Elektrons an den Grenzflächen ändert nicht die Impulskomponente in Stromrichtung (CIP-Konfiguration) und bewirkt daher keinen elektrischen Widerstand

cov führten den GMR auf eine Asymmetrie der Grenzflächenstreuung in Bezug auf die Spinausrichtung zurück [Hoo92].

Dieny *et al.* gingen in einer früheren Arbeit hingegen von einem Bulk-Streumechanismus aus, da sie eine starke Abhängigkeit des GMR von der NiFe-Lagendicke fanden [Die91]

Diese gegensätzlichen Ergebnisse könnten Modelle vereinigen, die zwar von einem Bulk-Streuungsmechanismus ausgehen, aber nachweisen können, daß dieser besonders stark an den Grenzflächen zu tragen kommt. So berechneten Prados *et al.* die Abhängigkeit der Stromverteilung vom Abstand von den Grenzflächen und konnten zeigen, daß dieser gerade an diesen Grenzflächen sehr groß ist [Pra99]. Zahn *et al.* benutzten ab initio Berechnungen von Bandstruktur und Blochwellen und konnten zeigen, daß die Wahrscheinlichkeitsdichte der zu streuenden Elektronen an den Grenzflächen deutlich erhöht ist [Zah98]. Dies führt für einen spinabhängigen Streuer zu einer erhöhten Streuwahrscheinlichkeit wenn sich dieser an einer Grenzfläche befindet. So können die oben zitierten Experimente prinzipiell auch durch einen Bulk-Streu-Mechanismus verstanden werden. Manche Autoren verwenden auch beide zusammen [Zha92].

Daher lassen sich experimentell Bulk- und Grenzflächenstreuung bis jetzt nicht trennen – vielleicht wird der mikroskopische Mechanismus experimentell überhaupt nicht zu klären sein - eine Antwort ist am ehesten von einer Theorie zu erwarten, die mit möglichst wenig Voraussetzungen zum Ziel kommt. Die von Zahn *et al.* [Zah98] ist da sicher schon ein sehr guter Ansatz.

Es wurde im Abschnitt 1.2 über die Zwischenlagenaustauschkopplung angenommen, daß es (spekulare) Grenzflächenstreuung der Elektronen gibt. Dies ist kein Widerspruch zum zuvor gesagten. Wie man sich an Abbildung 2.5 sehr leicht klar machen kann, führt spekulare Streuung *nicht* zu einer Veränderung der Impulskomponente längs des elektrischen Stromes in CIP-Konfiguration und bewirkt daher auch keinen elektrischen Widerstand. Nur nicht-spekulare, sprich diffuse, Streuung an der Grenzfläche kann als Ursache des GMR angesehen werden [Hoo92].

2.3 Riesenmagnetowiderstand (GMR)

Für Systeme mit wenigen magnetischen Lagen, wie zum Beispiel Spin-Valves, kann jedoch eine spekulare Rückstreuung an der Oberfläche des Gesamtsystems, z.B. durch einen (dünnen) Cap-Layer den GMR vergrößern [But96], da er für das Elektron wie eine Fortsetzung des Systems mit weiteren Lagen wirkt. Dieser Effekt hängt jedoch sehr empfindlich von Oberflächenrauigkeit und Cap-Layer Material ab.

3 Modellierung magnetischer Schichtsysteme

3.1 Einleitung

Im Gegensatz zu den digitalen GMR-Leseköpfen in Festplatten, die nur den Unterschied zwischen '0' und '1' detektieren müssen, ist bei der Verwendung als analoger Winkelsensor der gesamte Kurvenverlauf $GMR(H, \alpha)$ wichtig. Nach der Fertigstellung des Meßstandes zeigten jedoch die ersten Messungen, daß die Winkelabhängigkeiten von der idealen Cosinusform unter Umständen stark abwichen (siehe Abbildung 3.4), obwohl die zuvor gemessene GMR-Kurve (Abbildung 3.3) den aus der Literatur [Mao99, Nis96] bekannten ähnelte und daher eigentlich den Erwartungen entsprach. Die idealisierte Vorstellung eines Spinvalves mit freier Sensorschicht und verankerter Referenzschicht ist jedoch zu einfach, um diese Kurven zu verstehen. Es war nötig, die endliche Kopplung zwischen den Schichten in Betracht zu ziehen und ein möglichst allgemeines und doch einfaches Modell zur Beschreibung magnetischer, gekoppelter Schichten zu entwickeln. Es gibt in der Literatur schon Beispiele für entsprechende Modelle [Die00, Xi99a]. Diese sind jedoch für die Interpretation der experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit nicht allgemein genug, da sie nur ganz bestimmte Schichtsysteme behandeln können. Es ist jedoch wünschenswert, alle Schichtsysteme mit einem verallgemeinerten Modell zu beschreiben.

Für die Beschreibung eines Winkelsensors ist es zudem wichtig, keine Einschränkung in Bezug auf die relative Richtung von Anisotropien und Magnetfeld zu haben, wie es bei [Die00] der Fall ist. Dort wird dies vorausgesetzt, daß uniaxiale und unidirektionale Anisotropie senkrecht aufeinander stehen, was sowohl den theoretischen Betrachtungen in Abschnitt 1.3.1 als auch den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit widerspricht. In allen hierzu untersuchten Proben waren diese Anisotropien parallel, in der Literatur wird noch von anderen Orientierungen berichtet [Kim99, Str97, Xi99a].

3.2 Die Grundidee

Es war also nötig, eine eigene Beschreibung zu entwerfen. Es wird mit dem Modell von Dieny *et al.* [Die00] gestartet und läßt die meisten der dort gemachten Einschränkungen fallen. Es wird eine beliebige Anzahl ferromagnetischer Schichten zugelassen. Jede für

sich kann eine eingeprägte unidirektionale Anisotropie durch einen benachbarten Antiferromagneten und eine uniaxiale Anisotropie besitzen. Die Richtung bzw. Achse dieser Anisotropien läßt sich in der Ebene frei wählen. Bei Systemen wie den hier betrachteten ist in der Regel die uniaxiale Anisotropie keine intrinsische Eigenschaft des ferromagnetischen Materials, wie es zum Beispiel beim hcp-Kobalt längs der c-Achse der Fall ist, sondern ebenfalls eine Folge einer Kopplung an den benachbarten Antiferromagneten [Kim99, Sch98, Xi99b]. Daher gilt dieser Ansatz auch für Materialien, die von sich aus keine oder eine Anisotropie mit einer anderen Symmetrie hätten. Andere Anisotropien in Betracht zu ziehen war nicht nötig, um die Meßkurven zu erklären. Ihre Behandlung wäre aber durch eine einfache Erweiterung dieses Modells möglich.

Zusätzlich kann jede ferromagnetische Schicht mit benachbarten ferromagnetischen Schichten bilinear gekoppelt sein, was zu einer bevorzugt parallelen bzw. antiparallelen Ausrichtung der Magnetisierung dieser Schichten führt. Die Einführung einer biquadratischen Kopplung, die eine 90°-Ausrichtung begünstigen würde, war ebenfalls nicht nötig, ließe sich aber gegebenenfalls ebenfalls leicht nachrüsten.

Zudem wird angenommen, daß das System über die Fläche homogen aufgebaut ist, die Parameter, die die Eigenschaften wie Schichtdicke, Magnetisierung, Anisotropien und Kopplung beschreiben, sind also nicht vom Ort abhängig. Bei großflächigen Proben wie sie in dieser Arbeit untersucht werden können zudem Randeffekte vernachlässigt werden. Das Modell geht davon aus, daß jede Schicht für sich eine homogene Magnetisierung besitzt, diese also nicht vom Ort abhängt. Domänenwände, die Bereiche unterschiedlicher Magnetisierung von einander trennen sind daher auch nicht erlaubt. Das ist nicht nur eine technisch begründete Vereinfachung, die die Berechnungen der Simulation stark vereinfachen: Der Aufbau von Domänenwänden benötigt aufgrund der ferromagnetischen Kopplung der Elektronenspins stets Energie. Es gibt nur zwei Gründe, warum Domänenwände *statisch* existieren können: Eine Verringerung der Streufelder am Rande, deren Aufbau wiederum Energie benötigen würde, oder Inhomogenitäten, die eine bestehende Wand festhalten ('trappen'). Beides ist jedoch von den Vorbedingungen (Vernachlässigung von Randeffekten und Inhomogenitäten) ausgeschlossen, so daß ein Verzicht auf Domänenwände schon aus Gründen der Konsequenz gegeben ist. Will man Domänenwände als Teil des Modells einführen, müßte man daher zunächst mindestens eine diese Vorbedingungen fallen lassen.

Zentrales Element des Modells ist, wie in [Die00], die Formel für die freie Energie F , die als freie Parameter die Winkel der Magnetisierungen θ_i enthält. Es wird angenommen, daß der Betrag der Magnetisierungen konstant ist und daß diese stets in der Ebene liegen. (Auch diese Einschränkung könnte man durch eine Erweiterung des Ansatzes einfach beseitigen.)

Im Vergleich zu Dieny *et al.* [Die00], die eine uniaxiale Anisotropie zwar angenommen, aber nicht in den Ausdruck für die freie Energie einfließen lassen, wird hier ein Term eingeführt, der die uniaxiale Anisotropie beschreibt (dritte Summe in Gleichung 3.1). Aufgrund der Identität $-K \cos 2\phi = K \sin^2 \phi - K$ kann man diesen, wie üblich,

proportional zu \sin^2 schreiben. Ein konstanter Summand, in diesem Fall K , verändert allenfalls den (frei wählbaren) Nullpunkt der freien Energie, aber nicht die Physik. Er kann weggelassen werden.

Insgesamt ergibt sich dann für die freie Energie *pro Fläche*:

$$\begin{aligned}
 F = & \sum_{i=1}^N H M_i t_i \cos(\theta_i - \theta_H) - \\
 & \sum_{i=1}^N K_i^{\text{unidirectional}} \cos(\theta_i - \theta_i^{\text{unidirectional}}) + \\
 & \sum_{i=1}^N K_i^{\text{uniaxial}} \sin^2(\theta_i - \theta_i^{\text{uniaxial}}) - \\
 & \sum_{i=1}^{N-1} J_i^{\text{coupling}} \cos(\theta_{i+1} - \theta_i)
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Die erste Summe beschreibt die Wechselwirkung mit dem externen Magnetfeld $\vec{H} = |\mathbf{H}|(\cos \theta_H, \sin \theta_H, 0)$. M_i ist die Magnetisierung, t_i die Dicke der i -ten Schicht. Da es sich um sehr dünne Schichten handelt, ist der Demagnetisierungsfaktor praktisch gleich Null [Bec73] und wird vernachlässigt. Die zweite Summe beschreibt den Exchange-Bias, $K_{i,\text{unidirectional}}$ die Stärke und $\theta_{i,\text{unidirectional}}$ die Richtung. Analog beschreibt die dritte Summe die uniaxiale Anisotropie. Die vierte Summe schließlich beschreibt die Kopplung jeweils benachbarter Schichten, ein positives $J_{i,\text{coupling}}$ entspricht einer bevorzugt parallelen, ein negatives einer bevorzugt antiparallelen Magnetisierung benachbarter Schichten. Eine Summe über mögliche biquadratische Kopplungen könnte hier analog zugefügt werden, falls nötig. Generell ist diese Formel mit allen Wechselwirkungen erweiterbar, die sich als Term der freien Energie darstellen lassen. Die Kopplung nicht benachbarter Schichten untereinander wird, wie schon im ursprünglichen Modell von Dieny *et al.* [Die00], durchgehend vernachlässigt.

Mit der Einführung des Terms für die uniaxiale Anisotropie erhält man für ein externes Magnetfeld jedoch nicht nur ein absolutes, sondern unter Umständen auch mehrere lokale Minima der freien Energie, die von den θ_i als freie Parameter abhängen. Welches (lokale) Minimum bei einer Änderung des externen Magnetfeldes als stabiler Zustand von dem System eingenommen wird, hängt von dem Zustand *vor* der Änderung ab. So verliert man den Vorteil, den Zustand durch Differenzieren nach den θ_i bestimmen zu können¹.

Hier wurde deshalb eine dynamische Simulation von sich drehenden Magnetisierungen verwendet. In einem Simulationsschritt darf sich jede Magnetisierung um einen kleinen, jedoch endlichen Winkel $\Delta\theta$ reversibel, das heißt ohne Reibung, in die eine oder andere Richtung drehen oder die bisherige Richtung beibehalten. Formell läßt sich das für N ferromagnetische Schichten als Vektor $\vec{v} \in \{-1, 0, 1\}^N$ beschreiben. -1 repräsentiert

¹Ich nehme an, daß Dieny *et al.* eben aus diesem Grund keinen Term für die uniaxiale Anisotropie in ihrem Modell eingebracht haben.

eine Drehung gegen, 1 mit dem Uhrzeigersinn und 0 überhaupt keine Drehung. Durch einfaches Ausprobieren wird derjenige Vektor \vec{v} gefunden, bei dem $F(\vec{\theta} + \vec{v}\Delta\theta)$ den kleinsten Wert hat. Dann setzt man das Verfahren bei den neuen Winkeln $\vec{\theta}' = \vec{\theta} + \vec{v}\Delta\theta$ fort, bis am Ende dieser optimale Vektor \vec{v} gleichzeitig der Nullvektor ist. Dann hat man ein lokales Minimum gefunden, in dem das System stabil verharrt. Dieses Iterationsverfahren wird bei jeder Änderung des externen Magnetfeldes, also von H und/oder θ_H von neuem gestartet.

Auf den ersten Blick sieht dieser Ablauf der Simulation sehr primitiv aus. Der naheliegende Ansatz wäre eher $\vec{M} = (\partial F/\partial\theta_i)$ als N-dimensionales Drehmoment auf die Magnetisierung zu begreifen und die Bewegung längs dieses Vektors auszuführen, also $\vec{\omega} \propto \vec{M}$ zu wählen. Dies entspricht einem Modell mit Reibung, wo die Winkelgeschwindigkeit und nicht die Winkelbeschleunigung proportional zum Drehmoment ist. (Letzteres wäre technisch noch schwerer zu realisieren: Wie groß ist das Trägheitsmoment einer Magnetisierung?)

Der Nachteil des oben beschriebenen Verfahrens liegt in dem exponentiellen Wachstum der Rechenzeit mit der Zahl der Schichten. Jedoch reicht die Rechenleistung heutiger PCs zur Simulation von GMR-Multilagen mit vielen magnetischen Schichten aus.

Die Widerstandsänderung durch den GMR zweier Schichten, deren Magnetisierungen zueinander den Winkel ϕ haben, ist [Bai88, Mao99]:

$$R = R^{sat} + \Delta R^{GMR}(1 - \cos \phi) \quad (3.2)$$

Der zusätzlich zum GMR vorhandene AMR (siehe Abschnitt 2.2) ist relativ klein [Joh02] und wird zugunsten eines möglichst einfachen Modells vernachlässigt.

Ursache für Gleichung 3.2 ist, wie schon in Kapitel 2.3 erwähnt, ein zusätzlicher, spinabhängiger Streuterm. Es wird beobachtet [Ele01, Hei00], daß ein solches Schichtsystem *nicht* als Parallelschaltung mehrerer magnetisierungsabhängiger Widerstände betrachtet werden darf, sondern als *ein* Material mit durch die Magnetisierungen verursachten (zusätzlichen) Streutermen. Grund hierfür ist, daß die mittlere freie Weglänge eines Elektrons in einem solchen Material typischerweise größer ist als die Dicke mehrerer Schichten zusammen. Diese Näherung verliert ihre Gültigkeit, wenn die Schichtdicken in den Bereich der mittleren freien Weglänge kommen [Ele01] oder die Schichtpakete als solche dicker sind [Hei00]. Im Falle von Spin Valves (Dünne Schichtpakete) kann man diese Näherung jedoch verwenden. GMR-Multilagen sind in ihrer Gesamtheit typischerweise deutlich dicker als die mittlere freie Weglänge. Jedoch ist diese Näherung anwendbar, solange sich das System als eine mehrmalige Wiederholung eines Subsystems beschreiben läßt, und die Schichtdicke dieses Subsystems wiederum klein genug ist in Bezug auf die mittlere freie Weglänge. Durch diese näherungsweise Translationsinvarianz in Bezug auf die z-Richtung erfährt ein Elektron im Mittel vergleichbare Streuprozesse unabhängig von seinem Ort. Randeffekte an der Oberfläche des Schichtstapels werden

bei dieser Betrachtung vernachlässigt. Die Grenzen dieser Näherung zeigt [Hei00], wo Systeme mit dickeren Subsystemen untersucht wurden. Hier ist diese Translationsinvarianz nicht mehr gegeben.

Mit den zuvor gemachten Einschränkungen in Bezug auf die Gültigkeit ergibt sich für die Berechnung des Gesamtwiderstandes in diesem Modell die Formel:

$$R = R^{sat} + \sum_{i=1}^{N-1} \frac{1}{2} \Delta R_{i,i+1}^{GMR} (1 - \cos(\theta_{i+1} - \theta_i)) \quad (3.3)$$

3.3 Beispiele und Diskussion

Im folgenden soll das zuvor entwickelte Modell auf typische Beispiele angewendet werden. Zum einen wird die Qualität und damit auch die Aussagekraft dieses Modells gezeigt, zum anderen die Ursache einiger Eigenschaften von Spin Valve Systemen hergeleitet. Insbesondere konnte die Wirkungsweise eines sogenannten künstlichen Antiferromagneten AAF (siehe Abschnitt 3.3.3) direkt aus dem Modell hergeleitet werden.

3.3.1 Dünne magnetische Schicht

Das einfachste Beispiel ist eine einzelne, ungekoppelte Schicht. Lediglich eine uniaxiale Anisotropie wird zugelassen, die zu einem koerzitiven Verhalten mit leichter und schwerer Achse und dem Koerzitivfeld H_C führt. Das Ergebnis ist in Bild 3.1 zu sehen. Die (willkürlich angenommenen) Simulationsparameter waren: $M_1 = 0.6T$, entsprechend des Bulkwertes von Nickel, $t_1 = 5nm$ und $K_1^{uniaxial} = 6 \times 10^{-6} J/m^2$.

3.1(a) zeigt ein ideales easy-axis, 3.1(b) ein ideales hard-axis Verhalten, wie man es auch in Lehrbüchern zum Magnetismus finden kann (zum Beispiel [Jil91] Bilder 13.5(b) und 13.6(b)). Ersteres überrascht, da in der Simulation ausdrücklich nur *reversible* (Dreh-) Prozesse erlaubt sind, sich hier mit der Koerzitivität hingegen insgesamt dennoch ein nicht reversibler Prozeß ergibt.

Wie kommt es zu diesem Verhalten? Die Erklärung zeigt Bild 3.2. Angenommen, die Magnetisierung hat zu Beginn die Richtung 180° . Sie bleibt dort in einem lokalen Minimum gefangen, bis die Koerzitivfeldstärke H_C erreicht ist. Bei H_C ändert sich die Krümmung der Kurve von einem stabilen zu einem instabilen Gleichgewicht. Mathematisch bedeutet dies, daß sich die zweite Ableitung der freien Energie nach θ von positiven zu negativen Werten ändert und bei H_C durch Null geht. Der Zusammenhang zwischen dem internen Parameter $K^{uniaxial}$ und der meßbaren Größe H_C läßt sich also leicht aus Gleichung 3.1 durch zweimaliges Ableiten und Nullsetzen gewinnen:

$$\left. \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \right|_{\theta=180^\circ} = 0 \quad (3.4)$$

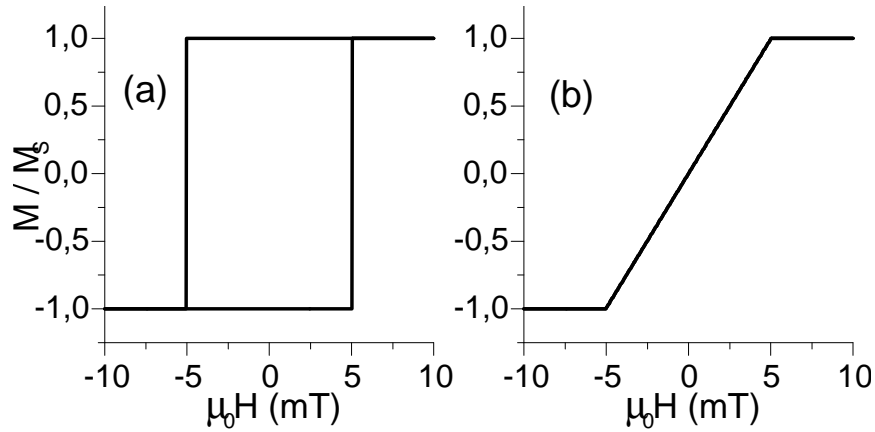


Abbildung 3.1: Magnetisierungskurven einer simulierten, dünnen magnetischen Schicht mit uniaxialer Anisotropie. Das Magnetfeld wurde längs der leichten (a) respektive schweren (b) Achse angelegt.

Daraus folgt:

$$K^{uniaxial} = \frac{1}{2} H_C M t \quad (3.5)$$

Solange sich die gemessenen Signale, magnetisch oder elektrisch, der Schicht eindeutig Schaltprozessen einzelner Schichten zuordnen lassen, kann man die Simulationsparameter analog zu oben auf analytischem Weg erhalten. Das wird auch bei dem nächsten Beispiel, dem einfachen Spinvalve, verwendet.

3.3.2 Einfaches Spin Valve

Abbildung 3.3(a) zeigt eine typische GMR-Kurve eines einfachen Spin-Valve Systems, das im Laufe dieser Arbeit präpariert wurde, (b) die dazugehörige Simulation. Die nominelle Schichtfolge auf einem thermisch oxidierten Siliziumsubstrat ist: NiO[50nm]-NiFe[5nm]Cu[2.5nm]NiFe[5nm]. Das Koerzitivfeld, definiert durch

$$H_C = (H_3 - H_2)/2 = 2.5 \text{ mT} \quad (3.6)$$

ist kleiner als der Exchange Bias, der durch

$$H_{EB} = (H_3 + H_2)/2 = 8.8 \text{ mT} \quad (3.7)$$

definiert ist. Dies kommt einer idealen Kurve schon ziemlich nahe:

- Die Sensorschicht schaltet nahe beim Nullpunkt des externen Feldes und zeigt eine sehr geringe Koerzitivität

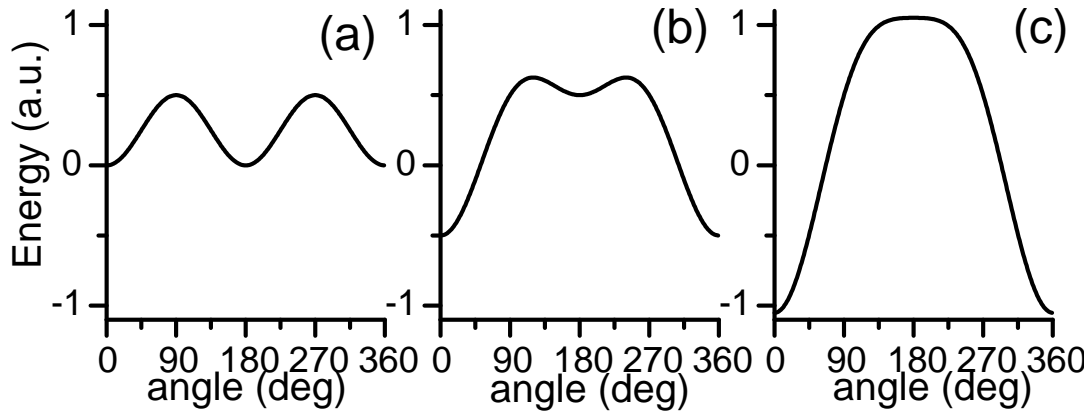


Abbildung 3.2: Freie Energie einer einzelnen, ferromagnetischen Schicht in Abhängigkeit vom Winkel der Magnetisierung bei unterschiedlichen externen Magnetfeldern: $H = 0$ (a), $H = 1/2H_C$ (b), $H = 1.1H_C$ (c)

- Die Koerzitivität der Referenzschicht ist deutlich kleiner als der Exchange-Bias, so daß zumindest für den Bereich zwischen H_1 und H_2 sich ein Zustand einstellt, der nur von der aktuellen Stärke des externen Feldes abhängt und nicht von der Vorgehichte. Das ist eine wichtige Forderung, wenn es um den Einsatz als Sensor geht. Ganz läßt sich die (induzierte) Koerzitivität der Referenzschicht nicht vermeiden, da diese mit dem Exchange-Bias stark korreliert ist, wie schon in Abschnitt 1.3.1 diskutiert wurde.

Auf den ersten Blick unbedeutend für die Sensorfunktion, da vom Wert her klein, ist die Verschiebung von H_1 vom Nullpunkt weg. Dies ist die Folge einer ferromagnetischen Kopplung zwischen Referenz- und Sensorlayer, die nicht einer Zwischenlagenaustauschkopplung (wie bei den GMR-Multilagenn 1.2) zuzuordnen ist [Par00]. Die nominelle Kupferlagendicke (2.5 nm) liegt ziemlich genau zwischen dem zweiten antiferromagnetischen 2.1 nm und dem ferromagnetischen Kopplungsmaximum, das bei 2.7 nm zu vermuten ist. Es ist war zudem beim Materialsystem NiFe/Cu nicht möglich, Schichten im dritten antiferromagnetischen Maximum der Kopplung zu präparieren, das bei 3.3nm zu vermuten ist. Es ist daher nicht sicher, ob bei diesen Proben eine Zwischenlagenaustauschkopplung über diese Distanz überhaupt noch möglich ist.

Vielmehr bietet sich an, diese Kopplung mit der Néel-Kopplung zu erklären (Abschnitt 1.1). Für dickere Spacer-Schichtdicken, bei denen die Zwischenlagenaustauschkopplung nicht vorhanden oder zumindest sehr schwach ist, ist dies die dominierende Kopplung [Par00].

Obwohl also die GMR-Messung der Idealkurve nahekommt, zeigt die Rotationskurve in Bild 3.4 überraschenderweise eine starke Abweichung von der idealen Cosinuskurve. Die Kurven sind durchweg schmaler, zeigen mit wachsendem Magnetfeld jedoch zunächst eine Verbreiterung um ab etwa 4mT wieder schmaler zu werden. Wie im Folgenden

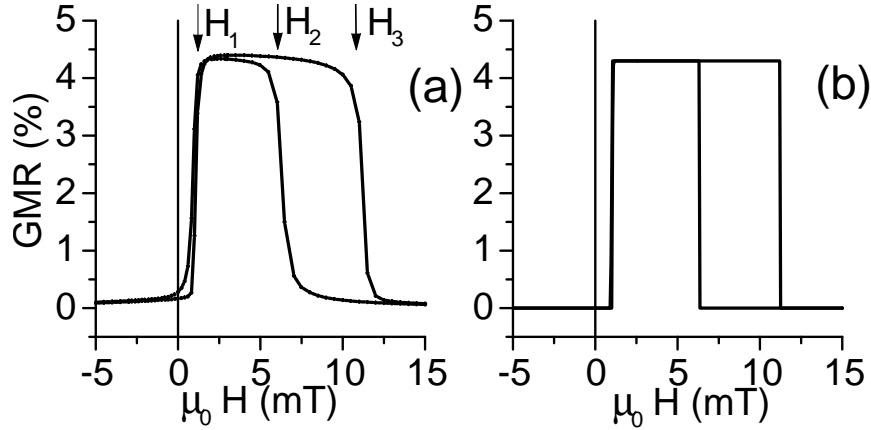


Abbildung 3.3: Signal des Spin Valve Systems N76 (NiO[50nm]NiFe[5nm]Cu[2.5nm]-NiFe[5nm])

gezeigt wird, läßt sich dies vollständig mit diesem sehr einfachen Modell erklären und man braucht auch nur sehr wenige Parameter, um die physikalischen Eigenschaften des Systems zu beschreiben.

Die Kopplungsparameter können analog zum Beispiel der dünnen magnetischen Schicht durch die zweite Ableitung der Gleichung 3.1 bestimmt werden, da man weiß, wie die Schichten magnetisch "schalten", das heißt nur die Werte 0° und 180° annehmen, und wann welche Schicht schaltet: Bei H_1 die Sensorschicht und bei H_2 respektive H_3 die Referenzschicht. Die Formel wird nach θ_1 respektive θ_2 differenziert, an den Stellen 0° respektive 180° evaluiert und die so erhaltenen Formeln nach den Kopplungsparametern aufgelöst. Als Ergebnis ergibt sich:

$$K_1^{unidirectional} = \frac{H_2 + H_3}{2} M_1 t_1 + J_{1,2}^{coupling} = 4.6 \cdot 10^{-5} \text{ Jm}^{-2} \quad (3.8)$$

$$K_1^{uniaxial} = \frac{H_3 - H_2}{4} M_1 t_1 = 5.8 \cdot 10^{-6} \text{ Jm}^{-2} \quad (3.9)$$

$$J_{1,2}^{coupling} = H_1 M_2 t_2 = 4.8 \cdot 10^{-6} \text{ Jm}^{-2} \quad (3.10)$$

Bei der Berechnung der Werte wurde als Magnetisierung des Permalloys (NiFe) der Bulkwert von 1.08 T verwendet, der [Jil91] entnommen wurde. Selbst wenn die Magnetisierung der dünnen Schicht vom Bulk-Wert merklich abweichen würde: Ein kleinerer Wert würde entsprechend den Absolutwert der Kopplung skalieren, das Ergebnis der Simulation als solches jedoch nicht ändern.

Die erste Gleichung (3.8) zeigt zusätzlich eine interessante Tatsache. Der Term $(H_2 + H_3)/2$ ist genau der Wert, den man üblicherweise als Exchange Bias H_{EB} definiert. Durch Umstellen dieser Gleichung erhält man:

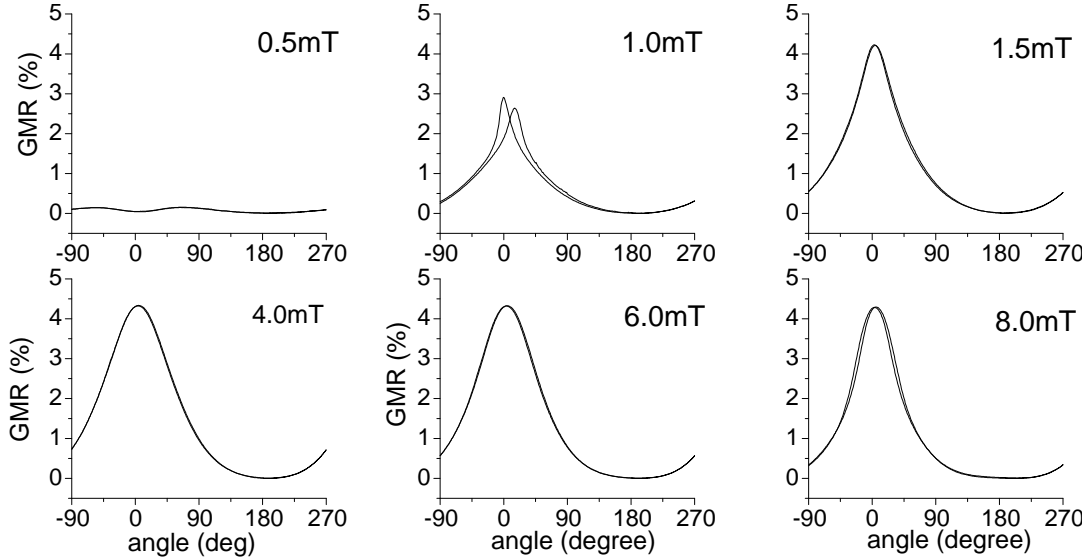


Abbildung 3.4: Winkelabhängiges Signal des Spin Valve Systems N76 (NiO[50nm]-NiFe[5nm]Cu[2.5nm]NiFe[5nm]) bei unterschiedlichen Magnetfeldstärken.

$$H_{EB} = \frac{H_2 + H_3}{2} = \frac{K_1^{unidirectional} - J_{1,2}^{coupling}}{M_1 t_1} \quad (3.11)$$

Formell kann man also durch Kopplung an eine andere ferromagnetische Schicht mit einem negativen $J_{1,2}^{coupling}$ das Gleiche erreichen wie durch die Kopplung an einen Antiferromagneten. Dies wird an Hand des nächsten Beispiels in Abschnitt 3.3.3 noch ausführlich diskutiert.

Zunächst soll aber die gute Übereinstimmung der Simulation mit der Realität am Beispiel des einfachen Spinvalves gezeigt werden. Die simulierte GMR-Meßkurve ist in Bild 3.3 (b) gezeigt und zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Modell. Die Abrundungen in der realen Meßkurve lassen sich durch lokale Inhomogenitäten der Probe erklären, die lokal zu unterschiedlichen Werten des Exchange-Bias führt. Da die Simulation die Annahme einer homogenen Probe zur Grundlage hat, kann sie dieses nicht nachbilden.

Für die Simulation der GMR-Kurve stehen den drei Schaltfeldern H_1 , H_2 und H_3 ebenfalls drei freie Parameter $K_1^{uniaxial}$, $K_1^{unidirectional}$ und $J_{1,2}^{coupling}$ gegenüber, eine Übereinstimmung der GMR-Kurven ist daher noch keine allzu große Leistung dieses Modells. Jedoch kann man *mit den gleichen*, aus der GMR-Kurve gewonnenen Parametern, auch die Rotationskurven simulieren. Das Ergebnis in analog zu Bild 3.4 in Bild 3.5 gezeigt. Diese Kurven zeigen optisch eine große Ähnlichkeit und vollziehen sogar die oben beschriebenen Veränderungen in der Kurvenbreite mit dem Maximum bei 4 mT nach.

Ein Problem, die sich bei dem Vergleich der Rotationskurven von Experiment und Simulation stellt, ist eine quantitative Definition des Begriffes 'ähnlich'. Es soll daher hier

3 Modellierung magnetischer Schichtsysteme

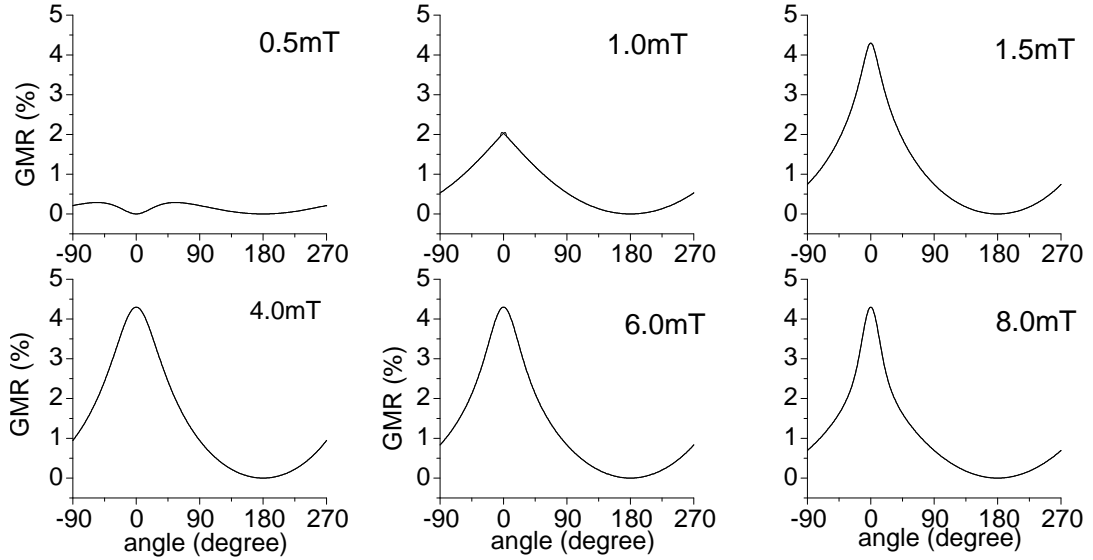


Abbildung 3.5: Signal des simulierten Spin Valve Systems (NiO[50nm]NiFe[5nm]-Cu[2.5nm]NiFe[5nm]) bei unterschiedlichen Magnetfeldern.

eine Methode vorgestellt werden, die aus der Elektrotechnik [Lin99] stammt, deren Verwendung in der Physik hingegen noch nicht üblich ist.

Wenn die Idealkurve wie hier einen harmonischen Verlauf hat, also (co-)sinusförmig ist, so kann man die Abweichung davon mit der 'totalen Abweichung von der Harmonischen' oder englisch 'total harmonic distortion' (THD) beschreiben. Im Deutschen ist dies eher unter dem Begriff 'Klirrfaktor' bekannt, da die Nichtlinearitäten eines Leistungsverstärkers, der zu zusätzlichen Oberfrequenzen bei der Verstärkung von Signalen führt, bei der akustischen Wandlung im Lautsprecher als ein 'Klirren' empfunden wird.

Die Definition setzt lediglich voraus, daß das Signal, unabhängig von seiner Form, zumindest 360°-periodisch ist. Das stellt eine Mindestvoraussetzung für einen Winkelsensor dar und ist somit keine tatsächliche Einschränkung. Dann kann diese Funktion mit den diskreten Fourierkomponenten c_i , s_i und den Basisfunktionen $\cos i\theta$, $\sin i\theta$ dargestellt werden (Fouriertheorem):

$$f(\theta) = \frac{c_0}{2} + \sum_{i=1}^{\infty} c_i \cos(i\theta) + s_i \sin(i\theta) \quad (3.12)$$

Mit diesen Parametern wird der THD dann definiert als [Lin99]:

$$\text{THD} = \sqrt{\frac{\sum_{i=2}^{\infty} (c_i^2 + s_i^2)}{\sum_{i=1}^{\infty} (c_i^2 + s_i^2)}} \quad (3.13)$$

Der Definitionsbereich dieses Funktionals ist $[0, 1]$, dabei beschreibt '0' eine ideale Cosinuskurve, '1' eine Kurve, in der die Grundfrequenz, und damit das Meßsignal, überhaupt

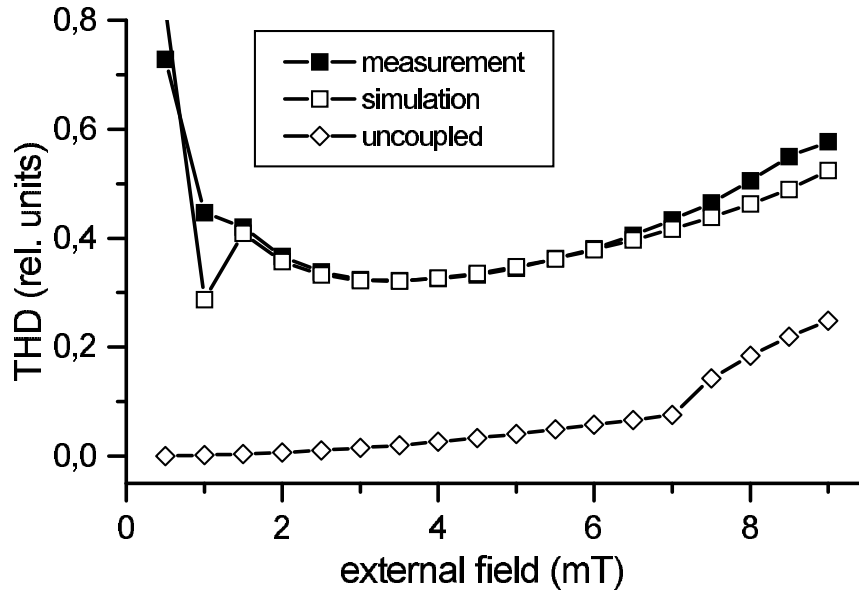


Abbildung 3.6: Vergleich der Rotationskurven der realen Probe (Bild 3.4) (schwarze Quadrate) und der Simulation (Bild 3.5) (weiße Quadrate). Zusätzlich werden die Werte gezeigt, die sich ohne Kopplung der ferromagnetischen Schichten erreichen ließen (weiße Rhomben)

nicht mehr vorhanden ist. Dieses Funktional ist nicht eindeutig, das heißt im Prinzip könnten deutlich unterschiedliche Kurven denselben THD-Wert haben. In der Praxis kommt dieses jedoch praktisch nicht vor. Bei den hier untersuchten Proben dominiert in der Regel die erste und zweite Harmonische, man sollte aber gewarnt sein, diesem Zahlenwert allein zu vertrauen.

Dieses THD-Funktional hat in der Praxis viele Vorteile. Es ist unabhängig von der Amplitude des Signals und von dessen relativer Phase zum Nullpunkt, zum Beispiel wenn der vom Meßstand angegebene Winkel einen Offset auf die eingeprägte Vorzugsrichtung der Magnetisierung $\theta^{\text{unidirectional}}$ hat. Eine etwaige Rotationshysterese für unterschiedliche Drehrichtungen hingegen wird hier zusätzlich als Fehler erfaßt. Insgesamt gesehen stellt also dieser 'Klirrfaktor' eine sehr gute Methode dar, die Qualität der Rotationskurven quantitativ zu charakterisieren. So kann man das Verhalten der Sensoren bei unterschiedlichen Magnetfeldern übersichtlich darstellen und vergleichen.

Diese Methodik wird nun auf die Rotationskurven in den Bildern 3.4 3.5 und den dort aus Platzgründen nicht gezeigten Kurven angewendet und es ergibt sich die Grafik in Bild 3.6. Je kleiner der THD-Wert ist, desto näher ist die Meßkurve an der Idealkurve. Abgesehen von dem Ausreißer bei 1 mT zeigen reale Probe und Simulation eine sehr gute Übereinstimmung. Die oben erwähnte Verbreiterung der Meßkurven, das heißt eine Annäherung der realen Messungen an die idealen Kurven mit dem Optimum bei etwa 4 mT zeigt sich hier in einem Minimum der THD.

Mit der hier beschriebenen Simulation kann man auch die Eigenschaften von Systemen untersuchen, die sich in der Realität überhaupt nicht präparieren lassen. In Bild 3.6 ist zusätzlich die THD von Meßkurven desselben Spin Valve Systems gezeigt, bei dem lediglich die Kopplung zwischen Sensor- und Referenzschicht auf Null gesetzt wurde. Die Kurven für geringe Felder sind, wie zu erwarten, sehr nahe an der Idealkurve ($\text{THD} = 0$), aber auch im Falle höherer Felder ist die Abweichung deutlich geringer als mit dieser Kopplung.

Das heißt:

Obwohl die Stärke dieser Kopplung etwa eine Größenordnung geringer ist als der Exchange Bias der Referenzschicht, zeigt sie dennoch einen sehr starken Einfluß auf den Kurvenverlauf!

3.3.3 Spin Valve mit künstlichem Antiferromagneten

Wie schon beim vorherigen Beispiel gezeigt, kann man den Exchange Bias stark erhöhen, wenn man die ferromagnetische Schicht, die an den Antiferromagneten grenzt und dessen Magnetisierung dadurch eine unidirektionale Anisotropie aufgezwungen wird, zusätzlich an eine andere ferromagnetische Schicht koppelt (Gleichung 3.11). Diese Kopplung muß zu einer bevorzugt antiparallelen Ausrichtung führen und sollte möglichst stark sein, um einen merklichen Effekt zu haben. Die Gleichung 3.11 zeigt, daß diese Kopplung genauso wie eine unidirektionale Anisotropie in die Berechnung des Exchange Bias eingeht. Diese Kopplung kann typischerweise deutlich stärker sein als der Exchange-Bias durch einen natürlichen Antiferromagneten allein.

Den schematischen Aufbau eines solchen Spin-Valves zeigt Abbildung 3.7. Es wird ein zusätzlicher, ferromagnetischer Layer eingefügt, der dann das Gegenstück zum Sensorlayer wird und mit ihm die Widerstandsänderung bewirkt. Für eine optimale Funktionsweise müssen dabei Referenz- und Hilfslayer eine konstante, antiparallele Ausrichtung haben. Für eine solche Konfiguration hat sich die Bezeichnung 'künstlicher Antiferromagnet' eingebürgert. Durch diesen 'Trick' kann der Exchange Bias des Sensors erhöht werden. Dieser Effekt ist phänomenologisch schon länger bekannt [Mor00, Len00b], findet durch die Gleichung 3.7 aber auch eine physikalische Interpretation.

(Kurze Anmerkung: Hier wird der Exchange Bias etwas anders definiert, als es sonst üblich ist, nämlich über die effektive, unidirektionale Anisotropie des Hilfslayers und nicht des Referenzlayers. Letztere ist natürlich entscheidend, wenn es um das Signal eines Sensors geht und wird daher meist phänomenologisch als Exchange Bias definiert. Der Referenzlayer selbst hat jedoch keine direkte unidirektionale Anisotropie, sie ist nur mittelbar über die Kopplung an den Hilfslayer gegeben. Aus systematischen Gründen ist die so veränderte Definition daher in diesem Fall besser, weil sich ihr Wert direkt aus den physikalischen Betrachtungen ergibt.)

Diese starke Erhöhung des Exchange-Bias durch einen solchen Schichtaufbau hat zu der Idee geführt, daß man auf den natürlichen Antiferromagneten auch gänzlich verzich-

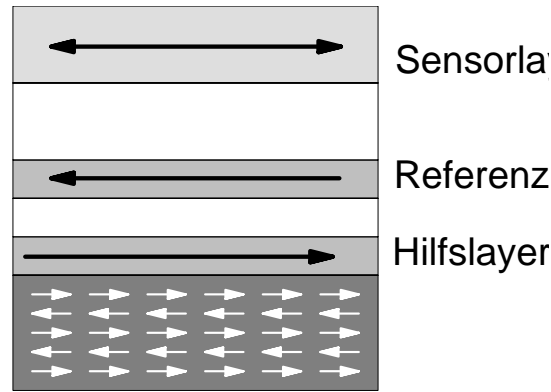


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau eines AAF-Spinvalves

ten könnte und man so die Probleme vermeidet, die diese Materialien mit sich bringen (Korrosion und starke Temperaturabhängigkeit) [Cof96]. Die Autoren dieses Patentes [Cof96] nahmen dabei an, daß die, experimentell bereits bekannte, Wirkungsweise dieses 'künstlichen Antiferromagneten' (englisch 'artificial antiferromagnet' (AAF) beziehungsweise 'synthetic antiferromagnet' (SAF) genannt) auf einer Kompensation der magnetischen Momente der beiden ferromagnetischen Schichten beruht. Wenn sich die magnetischen Momente beider (gekoppelten) Schichten sich kompensierten, ergäbe sich ein Nettomoment von Null und damit keine Angriffsmöglichkeit für das externe magnetische Feld. Dies ist zwar sachlich falsch, wurde aber offensichtlich von einigen Autoren übernommen [Mor00, Len00a, Ber96].

Wie mit Gleichung 3.11 gezeigt werden konnte, ergibt sich zwar eine Erhöhung des Exchange-Bias, jedoch geht in die Formel nur die magnetische Dicke $M_1 t_1$ des Hilfs-Layers (umgekehrt proportional) ein. Wäre die Annahme im Patent richtig, müßte im Nenner stattdessen der Term $(M_1 t_1 - 1 M_2 t_2)$ stehen, so daß der Exchange Bias vom Prinzip her unendlich sein würde, wenn die magnetischen Momente sich exakt kompensieren. Dies ist jedoch nicht der Fall.

Dies läßt sich auch anschaulich erläutern. In Bild 3.8 sind die Situationen für den künstlichen Antiferromagneten für unterschiedliche Magnetfeldrichtungen gezeigt. (Der Sensorlayer ist hier uninteressant und wird daher weggelassen.) Das Magnetfeld greift dabei stets an beiden Schichten separat an.

Abbildung (a) entspricht genau der Situation, in dem der oben definierte Exchange Bias zum Tragen kommt. Das Magnetfeld versucht, die Magnetisierung des Hilfslayers parallel zu sich zu stellen. Jedoch wird diese von zwei Seiten festgehalten. Einerseits vom Antiferromagneten, andererseits von der Magnetisierung des Referenzlayers durch die antiparallele Kopplung. Das erklärt auch, warum beide Werte bei der Berechnung des Exchange Bias (Gleichung 3.11) gleichartig eingehen.

Die Magnetisierung des Referenzlayers ist in Bezug auf das Magnetfeld schon in der energetisch günstigen Position, nämlich parallel. Eine Veränderung der magnetischen

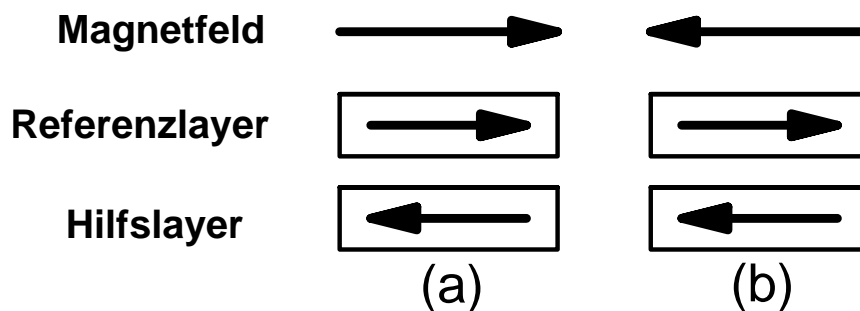


Abbildung 3.8: Bild zur anschaulichen Erklärung der Erhöhung des Exchange Bias durch einen künstlichen Antiferromagneten (siehe Text).

Dicke ändert hieran nichts. Insbesondere gibt es keine besondere Situation, wenn diese der des Hilfslayers gleicht.

In Bild (b) ist die umgekehrte Situation dargestellt. Hier wird die Magnetisierung des Referenzlayers durch die Kopplung an den Hilfslayer gegen das Magnetfeld stabilisiert. Hier gilt dieselbe Argumentation, die Magnetisierung des Hilfslayers ist in Bezug auf das externe Magnetfeld schon in einer energetisch günstigen Position. Auch hier gibt es keine besondere Situation, falls die magnetischen Schichtdicken exakt identisch sind.

Natürlich wird sich der Response *des Gesamtsystems* auf ein externes Magnetfeld ändern, wenn man die magnetischen Schichtdicken verändert. Das Entscheidende aber ist, daß sich keine Singularität ergibt wenn die Dicken identisch sind.

Eine antiferromagnetische Kopplung allein ergibt also kein stabiles System. Entscheidend für die Stabilität sind die Anisotropien, die eine Ummagnetisierung verhindern. Wie im Abschnitt 1.3.4 gezeigt wurde, folgt ein System aus gekoppelten, magnetischen Momenten ohne Anisotropien stets dem externen Feld. Eine stabile Referenz einzuprägen ist so unmöglich. Die Anisotropien, gemessen am Magnetfeld, in einem natürlichen Antiferromagneten sind jedoch typischerweise mindestens zwei Größenordnungen höher als in einem künstlichen. Daher ist die Verwendung eines natürlichen Antiferromagneten in einem solchen System unverzichtbar, auch wenn er formal (Gleichung 3.11) nur einen kleinen Beitrag zum Exchange-Bias beitragen mag.

Abbildung 3.9 (a) zeigt eine typische [Len99] GMR-Meßkurve eines solchen Systems. Die nominelle Schichtfolge ist: IrMn[10nm]CoFe[4.5nm]Ru[0.8nm]CoFe[4nm]Cu[3nm]-CoFe[0.8nm]NiFe[5nm]. Zur weitgehenden Beschreibung dieser Kurven reichen wiederum drei Parameter aus, die in diesem Fall durch eine Anpassung der Simulationsparameter gewonnen wurden: Die unidirektionale Anisotropie des Hilfslayers ($K_1^{\text{unidirectional}} = 1.1 \cdot 10^{-4} \text{ Jm}^{-2}$), induziert durch den Antiferromagneten IrMn. Die Kopplung innerhalb des künstlichen Antiferromagneten ($J_{1,2}^{\text{coupling}} = -7.3 \cdot 10^{-4} \text{ Jm}^{-2}$). Und, wie auch schon im vorigen Beispiel, die Kopplung zwischen Sensor- und Referenzlayer ($J_{2,3}^{\text{coupling}} = 1.7 \cdot 10^{-5} \text{ Jm}^{-2}$). Diese Anpassung war nötig, da es hier keine eindeutigen Schaltfelder gibt, bei denen die Magnetisierungen einzelner Schichten invertiert werden. Die zuvor mit Er-

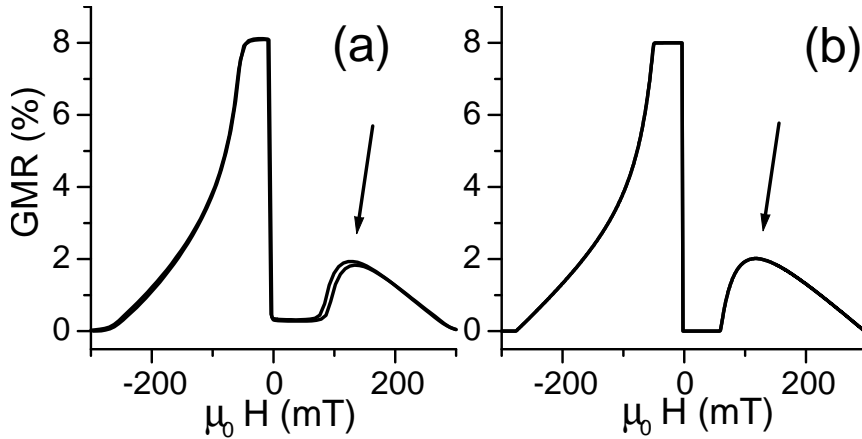


Abbildung 3.9: GMR Signal eines realen (a) respektive simulierten Spin-Valve-Systems (b) mit Schichtdicken wie in [Len99] (IrMn[10nm]CoFe[4.5nm]-Ru[0.8nm]CoFe[4nm]Cu[3nm]CoFe[0.8nm]NiFe[5nm])

folg angewandte analytische Methode, Vorzeichenwechsel von $\partial^2 F / \partial \theta_1^2$, ist hier so nicht verwendbar. Als Magnetisierungen sind Werte von 1.5 T beziehungsweise 1.08 T für $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}$ und Permalloy $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ angenommen [Jil91]. Als nomineller Exchange-Bias ergibt sich mit diesen Werten und der Gleichung 3.11 ein Wert von 125 mT. Das Ergebnis dieser Simulation zeigt Abbildung 3.9 (b).

Es gibt einen eindeutigen Zusammenhang zwischen Kurvenform und Parametern. Der Wert $K_1^{\text{unidirectional}}$ hat Auswirkung auf die Breite des Plateaus, $J_{1,2}^{\text{coupling}}$ auf die Breite des Abfalls zu höheren Feldern *und* die Breite des Plateaus. $J_{2,3}^{\text{coupling}}$ äußert sich, wie schon im Beispiel des einfachen Spinvalves, durch ein Schalten der Sensorschicht bei $H \neq 0$. Durch die einfache Zuordnung lassen sich die Parameter zuverlässig bestimmen. Die freien Fitparameter sind dann durch diese drei Größen eindeutig bestimmt.

Es gibt keine freien Fitparameter, die Position, Form oder Höhe des 'Buckels' in der Kurve für positive Magnetfelder beschreiben, in Bild 3.9 jeweils durch Pfeile gekennzeichnet. Dennoch ist die Übereinstimmung überraschend gut, was für die Qualität dieses nur auf den ersten Blick primitiven Modells spricht.

Vernachlässigt wurde der Widerstandseffekt, der durch den künstlichen Antiferromagneten selbst erzeugt wird, da dieser typischerweise sehr klein ist [Che00]. In Bild 3.9 zeigt sich für das Nullfeld eine sehr kleine Erhöhung des Widerstandes im Nullfeld im Vergleich zur Simulation. Dies kann man mit dem GMR des AAF erklären. Ursache können aber auch noch sehr kleine Kopplungen oder Anisotropien sein, die bei den Betrachtungen vernachlässigt wurden. Im Nullfeld könnten sie aber dazu führen, daß die Magnetisierungen der einzelnen Schichten nicht exakt (anti-) parallel sind, wie vorhergesagt. Aufgrund der Messungen kann man dies nicht eindeutig ausschließen.

Es wurde der 'Buckel' der GMR-Messung in Bild 3.9 als Beweis herangezogen, daß das Modell auch komplexeres Verhalten dieser Schichtsysteme simulieren kann. An Hand

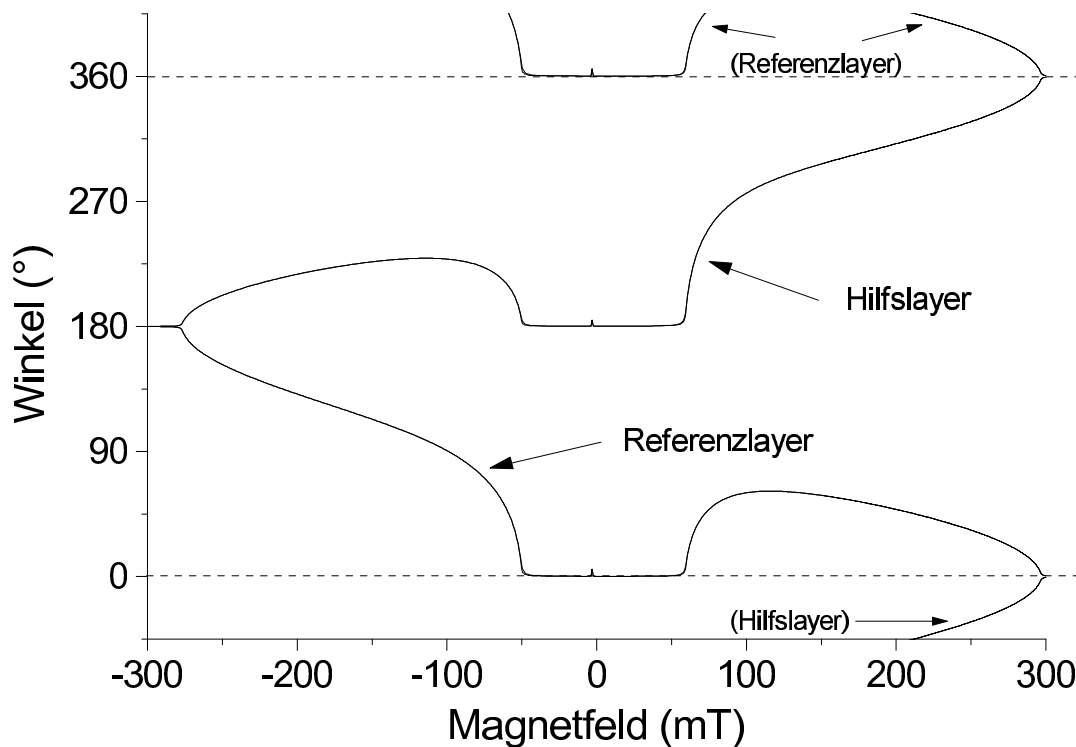


Abbildung 3.10: Winkel der Magnetisierungen eines Systems aus natürlichem und künstlichen Antiferromagneten, erhalten aus der Simulation. (Wegen der Rotationssymmetrie wiederholen sich die Kurven alle 360° .)

der Simulation läßt sich jetzt auch erklären, wie sich die Magnetisierungen der Schichten verhalten, wenn das Magnetfeld durchgeföhren wird, ohne sie im Einzelnen messen zu müssen. Dies ist auch ein gutes Beispiel für das Verhalten gekoppelter und anisotroper Systeme, die schon im Abschnitt 1.3.1 grundsätzlich diskutiert wurden.

Abbildung 3.10 zeigt die Winkel der Magnetisierungen von Hilfs- und Referenzschicht. Bis etwa 50mT bleiben die Ausrichtungen stabil. Das ist ein doppelt so hoher Wert, als der natürliche Antiferromagnet allein (etwa 25mT) erreichen würde. Bei etwa 50mT reicht die Anisotropie nicht mehr aus, beide Magnetisierungen beginnen sich bei demselben Wert zu drehen. Zunächst bleibt jedoch die relative Ausrichtung von 180° erhalten und wird dann immer kleiner um beim Sättigungsfeld von etwa 300 mT gegen Null zu gehen. Die Magnetisierungen zeigen dann beide in Richtung des Magnetfeldes.

Hier ist es wichtig zu verstehen, daß primär nicht das Aufbrechen der antiferromagnetischen Kopplung des AAF die Veränderung im Widerstandssignal bewirkt, sondern die endliche (unidirektionale) Anisotropie durch den natürlichen Antiferromagneten. Denn die *relative* Ausrichtung der beiden Lagen bleibt zunächst bei 180° und reduziert sich erst mit weiter steigendem Magnetfeld, wie in Abbildung 3.10 abzulesen ist. Das ist ein gutes Beispiel für die schon in Abschnitt 1.3.1 beschriebene These: Die magnetische

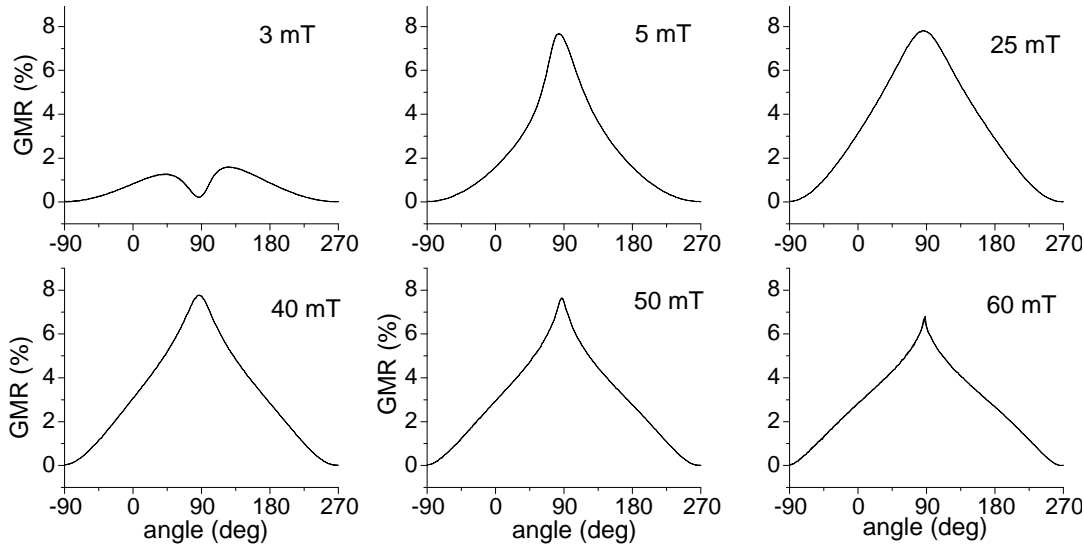


Abbildung 3.11: Messung des Widerstandes bei unterschiedlichen Magnetfeldern in Abhängigkeit des Winkels eines realen Spin Valve Systems mit der Schichtfolge: IrMn[10nm]CoFe[4.5nm]Ru[0.8nm]CoFe[4nm]-Cu[3nm]CoFe[0.8nm]NiFe[5nm]

Stabilität wird durch die Anisotropien und nicht durch eine starke interne Kopplung gewährleistet.

Wie schon im Beispiel des einfachen Spin Valves wird der THD benutzt, um die gemessenen Winkelkurven (Abbildung 3.11) mit den simulierten (Abbildung 3.12) zu vergleichen. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.13 gezeigt.

Der hohe Wert für den THD im Falle kleiner Felder findet wie schon im Fall des einfachen Spin Valves seine Ursache in der endlichen (ferromagnetischen) Kopplung zwischen Referenz- und Sensorschicht. Bereits bei etwa 60 mT wird der Widerstandshub bei der Drehung kleiner, die Sensorfunktion bricht zusammen. Damit ist dieser Wert nur halb so groß, wie der nominelle Exchange-Bias nach Gleichung 3.11. Der Exchange-Bias, der oft zur Charakterisierung von Schichtsystemen herangezogen wird, ist allein also kein guter Wert, um die Eigenschaften als Sensor zu beschreiben.

Die Verringerung des THD in Abbildung 3.13 für den Fall des Experiments für Magnetfelder oberhalb dieser 60 mT ist der Amplituden unabhängigen Definition des THD in Gleichung 3.13 geschuldet. Formal hat ein magnetfeld-unabhängiges, konstantes Signal einen idealen THD-Wert von 0. Dies wäre als Sensor aber natürlich trotzdem nicht zu gebrauchen. Der kleiner werdende THD oberhalb von 60 mT ist eine Folge dieses verringerten Signalhubs. Generell kann man sagen, daß der THD nur solange ein gutes Maß für die Signalqualität ist, solange sich die Amplitude des Signals nicht ändert.

Aber auch die Simulation bestätigt vom Effekt her die schon phänomenologisch [Mor00, Len00b] bekannte Tatsache, daß ein durch AAF verstärkter Sensor bei höheren Feldern

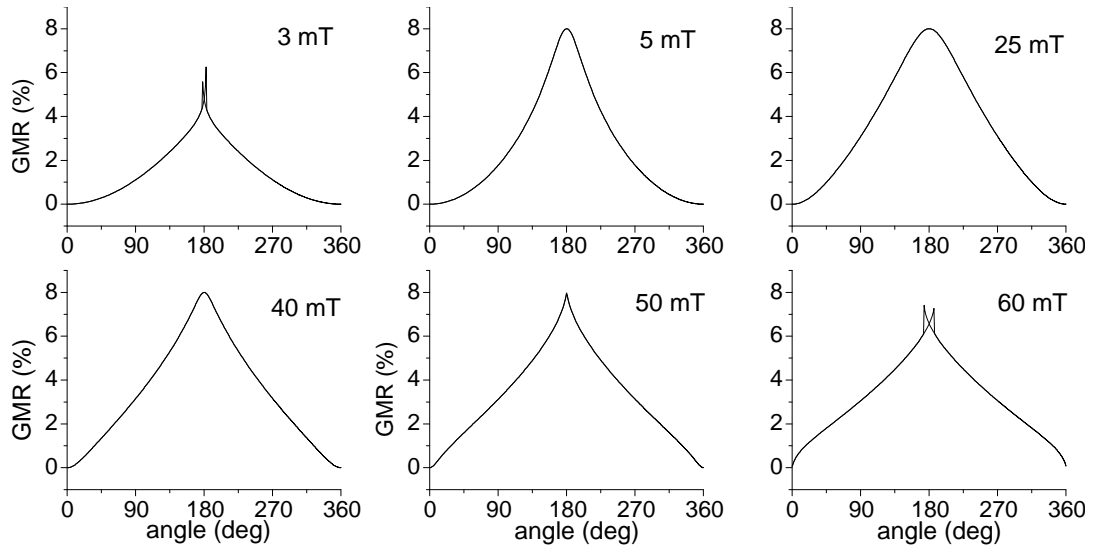


Abbildung 3.12: Simulation der Meßkurven aus Abbildung 3.11

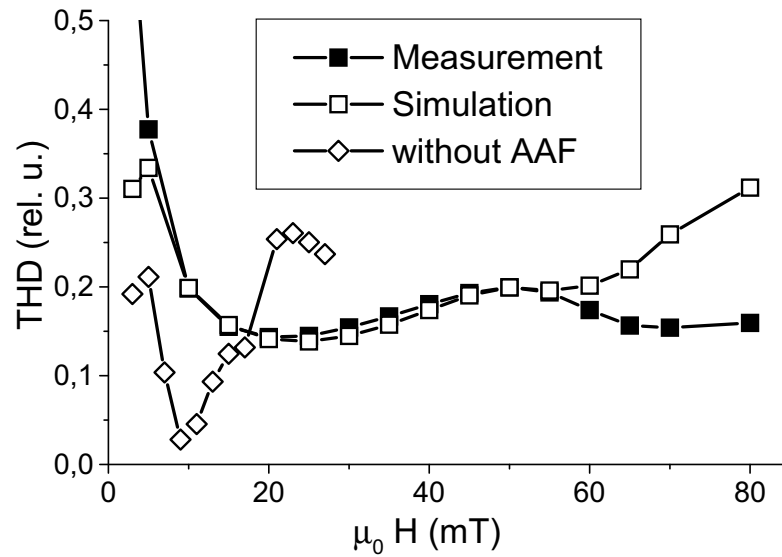


Abbildung 3.13: Vergleich von Messung und Simulation eines Spin Valve Systems, das mit einem AAF verstärkt wurde. Die dritte Kurve zeigt die Werte für das gleiche Spin Valve *ohne* AAF.

arbeiten kann. Ein Sensor ohne AAF, aber mit sonst gleichen Kopplungsparametern hätte nach Gleichung 3.11 ein Exchange-Bias von lediglich 16.4 mT. Die THD-Kurve in Abbildung 3.13 zeigt, daß der Magnetfeld-Bereich, bei der ein solcher Sensor arbeiten kann, deutlich kleiner ist als mit AAF. Auf der anderen Seite ist das Signal ohne AAF von der Qualität her besser (\equiv kleinerer THD).

Die Verwendung eines künstlichen Antiferromagneten stellt also eine Kompromißlösung dar. Man erhält einen größeren Arbeitsbereich der Magnetfeldstärke zu Lasten der Signalqualität. Diese Aussage gilt universell für alle solche Systeme: Sie folgt aus der endlichen Kopplung zwischen Hilfs- und Referenzlayer, die die Stabilität des Hilfslayers nur bedingt auf den Referenzlayer übertragen kann.

3.4 Einschränkungen und mögliche Erweiterungen

Es wurde das Modell bewußt möglichst einfach gehalten, um einen freien Blick auf die zugrundeliegende Physik zu erhalten. Es läßt sich aber leicht erweitern, solange man diese Erweiterung einfach als zusätzlichen Energieterm in die Formel der freien Energie 3.1 einfügen kann. Dieser Term darf nur von festen Systemparametern (wie Schichtdicke, Magnetisierung, Kopplungsstärke etc.) und freien Parametern für die Variation bestehen.

3.4.1 Beispiel: Domänenwände

Wie zu Anfang schon erwähnt, wurde bei der Beschreibung der Ummagnetisierungsprozesse bewußt auf die Einbeziehung von Domänenwänden verzichtet, da die Einbeziehung von *statischen* Domänenwänden ohne Veränderung des Modells wegen der gewählten Bedingungen (Homogenität, keine Randeffekte) nicht konsequent wäre.

Die Einbeziehung von Inhomogenitäten würde in ihrem allgemeinsten Fall zu einer Modellierung in finiten Elementen (FEM) führen, bei denen nur noch jedes Element homogene Eigenschaften aufweisen müßte. Das macht jedoch die Vorteile dieses Modells zunichte, die gerade in seiner Einfachheit bestehen. Beim Vergleich mit realen Proben ist zudem die direkte Bestimmung lokaler Inhomogenitäten und deren Energieterme allenfalls unter Zusatzannahmen möglich, die die Anzahl möglicher Fitparameter drastisch reduzieren. (z.B. nur langsame örtliche Variation der Parameter, die sich durch eine Funktion beschreiben lassen.) Ansonsten ist das System sehr stark unterbestimmt, die eindeutige Bestimmung von den vielen lokalen Parametern durch Fitten mit endlich vielen globalen Messungen nicht möglich.

Man kann jedoch die endliche Ausdehnung einer Probe sehr gut in das Modell einbringen, wenn man für eine bekannte Form die Domänenverteilung kennt, sei es durch Beobachtung oder auf der Basis theoretischer Modelle [Hub98a]. Diese Konfiguration muß man dann nur noch in einem Satz *voneinander unabhängiger* Parameter beschreiben und die

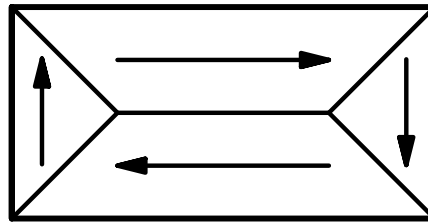


Abbildung 3.14: Beispiel einer simulierbaren Domänenkonfiguration [Hub98b]

Abhängigkeit der freien Energie als Term zur Gleichung 3.1 hinzufügen. Die Variation dieser freien Parameter erfolgt ganz analog zu den bisher benutzten Winkeln.

Ein Beispiel für ein kleines, einfaches Element mit einer typischen [Hub98b] Domänenkonfiguration für magnetisch weiche Materialien (zum Beispiel Permalloy) zeigt Abbildung 3.14. Hier könnte man die Koordinaten der Schnittpunkte der Domänenwände als freie Parameter wählen. Daraus ließen sich die Länge der Domänenwände und die Fläche der einzelnen Domänen berechnen. Damit ließe sich die Energieänderung des Gesamtsystems durch Verschieben der Schnittpunkte in Gleichung 3.1 einbringen. Man müßte allerdings zusätzlich den Simulationsablauf noch so erweitern, daß sich die Schnittpunkte nur innerhalb der Probe bewegen können.

3.4.2 Simulation von Sensorsystemen

Die Simulation beschreibt die Eigenschaften realer Materialien sehr gut. Daher könnte man damit Sensorsysteme simulieren, die der Realität sehr nahe kommen. Somit kann man das Verhalten von Sensoren testen, ohne sie herstellen zu müssen und kann ausprobieren, welche Veränderung in Material oder Form die Eigenschaften verbessern könnte.

4 Experimente: Multilagen

4.1 Präparation

Die Präparation der Schichten erfolgte mittels DC-Magnetron-Sputtern in einer Vitongedichteten Hochvakuumanlage mit Schleusenkammer, so daß zur Beschickung das Vakuum nicht gebrochen werden mußte. Der Basisdruck lag im Bereich von $8 \cdot 10^{-8}$ mbar bis $3 \cdot 10^{-7}$ mbar. Vor der Beschichtung wurde zur Drosselung das Plattenventil reproduzierbar zwischen Vakuumkammer und Turbomolekularpumpe gefahren, jedoch nicht geschlossen. Dies erlaubt in der Beschichtungskammer einen höheren Druck, als die Turbomolekularpumpe vorgibt. Durch die Drosselung stieg der Restgasdruck auf typischerweise $2 \cdot 10^{-6}$ mbar an. Wie aus der Literatur bekannt [Ege97], ist ein gewisses Restgas für GMR-Schichten jedoch sogar von Vorteil, da es als Surfactant wirken kann.

Insgesamt waren drei Quellen mit einem Targetdurchmesser von 100 mm vorhanden. Die schematische Geometrie zeigt Abbildung 4.1: Die drei Quellen sind auf einem Kreis angeordnet, unter denen ein Teller rotiert. Dieser Teller hat insgesamt vier Aussparungen, um Probenhalter mit einem Durchmesser von ebenfalls 100 mm aufzunehmen. Diese Aussparungen befinden sich auf demselben Radius wie die Quellen. Es können maximal drei Probenhalter gleichzeitig verwendet werden und somit bei einem Beschichtungsvorgang mehrere gleichwertige Proben präpariert werden. Die vierte Position auf dem Probenteller ist die Schaltposition, an der die Parameter (Leistung, Shutter, Geschwindigkeit) geändert wurden. Sie kann daher nicht für Proben verwendet werden.

Sputterquellen benötigen eine minimale elektrische Leistung, um das Plasma aufrechtzuerhalten. Dadurch und durch die Maximalgeschwindigkeit von 20 U/min des Drehtellers wird die minimale (nominelle) Schichtdicke vorgegeben, die herstellbar ist. Sie liegt typischerweise bei etwa 0.2 nm.

Durch die Rotation wird eine hohe Schichthomogenität längs der Tangente der Drehung erreicht. Längs des Radius zeigt sich eine starke Schichtdickenvariation (Beispiel: siehe Abbildung 4.2), die jedoch auch erwünscht ist. Denn dadurch kann bei einer einzigen Beschichtung mit garantiert gleichen Parametern mehrere Proben mit unterschiedlicher Schichtdicke präpariert werden.

Die Verwendung dreier Quellen mit dazugehörigen Shuttern erlaubt für die Quellen nur die Verwendung jeweils eines Kreissegmentes von 60° . Dadurch wird ein Teil des Targets abgedeckt, wie in Abbildung 4.1 gezeigt. Mit der Schichtdickenverteilung der Quellen selbst ergibt sich damit eine vom Prinzip her sehr komplizierte Schichtdickenverteilung.

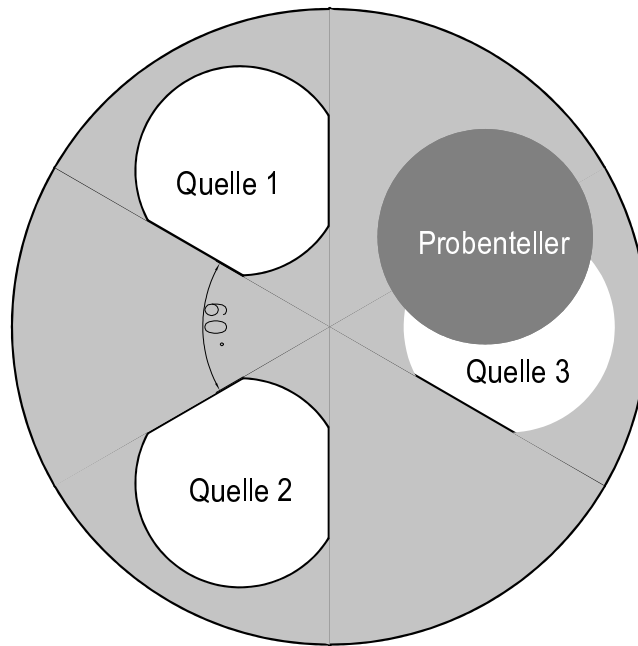


Abbildung 4.1: Schema der Beschichtungsgeometrie. Jede Quelle darf nur einen Kreis-sektor von 60° ($= 1/6$ Vollkreis) belegen, um Platz für insgesamt drei Quellen und drei Shutter zu haben. Daher mußte die Öffnung an den Seiten durch eine Blende beschränkt werden.

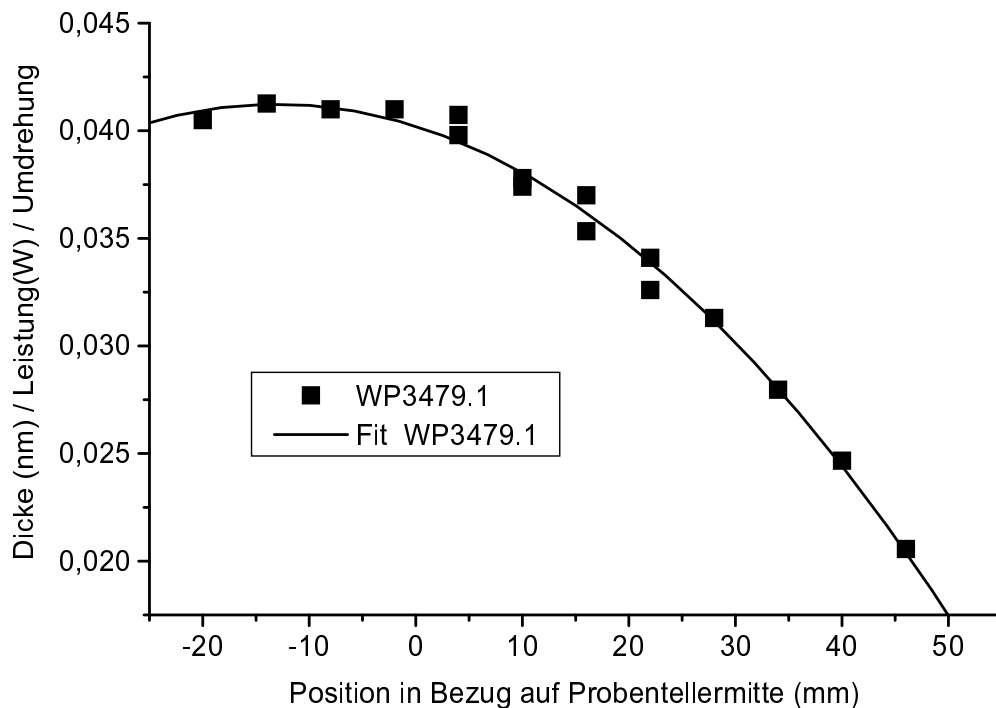


Abbildung 4.2: Beispiel-Eichkurve zur Schichtdickenbestimmung. Die durchgezogene Linie stellt eine angefitte Parabel dar.

Wie sich zeigt, läßt sich diese jedoch für alle Quellen sehr gut mit einer Parabel nähern (Beispiel: Abbildung 4.2).

Zur Bestimmung der Schichtdickenverteilung wurden, wie bei Sputterbeschichtungen üblich, Proben mit einer Dicke von typischerweise 100 nm eines Materials präpariert und nach einer Lift-Off-Strukturierung mit einem Alpha-Stepper vermessen. Durch die Parabel-Näherung konnte dann für jede beliebige Position auf dem Radius eine nominelle Schichtdicke berechnet werden.

Es ist nicht selbstverständlich, daß das Schichtdickenwachstum bei heterogenen Systemen (z.B. Multilageng) identisch ist zum Schichtdickenwachstum bei homogenen Material. Röntgenuntersuchungen (Reflektrometrie), bei denen die mittlere Schichtdicke aus Winkel und bekannter Wellenlänge sehr genau bestimmt werden kann, zeigten jedoch keine signifikante Abweichung zu den berechneten Werten.

Diese Messung der Schichtdickenverteilung wurde regelmäßig wiederholt, da durch die Abnutzung des Targets mit einer Veränderung zu rechnen ist. Dies gilt insbesondere für die ferromagnetischen Materialien. Ein dünneres Target kann weniger magnetischen Fluß kurzschließen, es dringt mehr in den Bereich der Plasmaentladung. Dies verändert die Entladungsbedingungen, das Plasma und im Endeffekt damit auch die Beschichtungsbedingungen.

Bei der Beschichtung hat man eine Unsicherheit der Position der Probe, Fehler bei der Schichtdickenbestimmung der Eichproben und die Drift durch zunehmenden Abtrag des Targets, insbesondere er ferromagnetischen Materialien. Insgesamt habe ich einen Fehlergrenze von 5% abgeschätzt. Die Reproduzierbarkeit der GMR-Eigenschaften, insbesondere die stark von der Dicke der Zwischenlage abhängige Zwischenlagenkopplung, stellte sich dabei als so gut heraus, daß man nicht von einem größeren Fehler durch weitere Fehlerquellen ausgehen muß.

Als Probenträger wurden durchgängig thermisch oxidierte Siliziumwafer mit einer Siliziumdioxiddicke von 100 nm bis 400 nm verwendet. Bei allen diesen Dicken ist dieses SiO_2 amorph, so daß sich kein signifikanter Einfluß durch kristalline Orientierung des Si-Kristalls oder die SiO_2 -Schichtdicke ergeben sollte. (Tatsächlich wurde bei den Proben auch nichts beobachtet, das diesem widersprechen würde.) Die Eigenschaften der Proben sind daher nur von den Beschichtungsbedingungen, nicht vom Substrat abhängig sein.

4.2 Schichtdickenabhängigkeit

Im Abschnitt 1.2 wurde die Abhängigkeit der antiferromagnetischen Kopplung von dem Material und der Dicke der Zwischenlagenschicht (Kupfer) beschrieben. Es werden hier Experimente an zwei Materialsystemen präsentiert:

- Kobalt/Kupfer als wichtiges System für die Anwendung

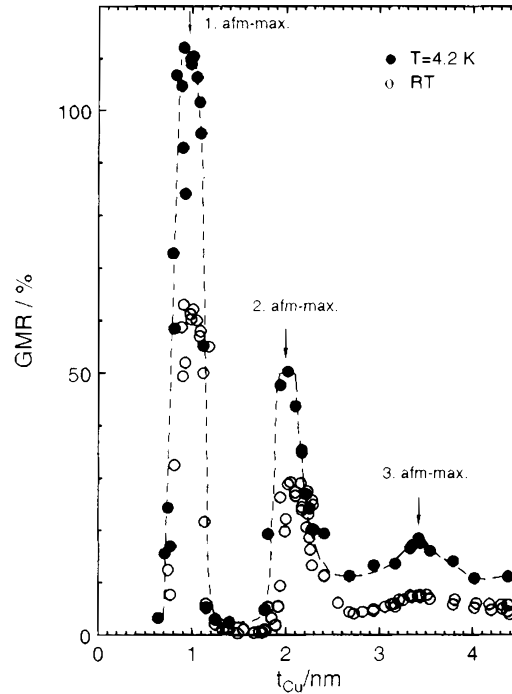


Abbildung 4.3: GMR in Co/Cu Multilagen, Abhängigkeit von der Cu-Schichtdicke, siehe auch [Ele01]

- Permalloy/Kupfer. Permalloy ist eine Legierung aus Eisen und Nickel, die im Vergleich zum Kobalt eine deutlich kleinere Koerzitivität besitzt.

4.2.1 Einfluß der Kupferlagendicke in Co/Cu

Die Materialkombination Kobalt und Kupfer wurde recht intensiv untersucht (siehe auch [Ele01]). Insbesondere wurden auch Proben mit Kupferlagendicken präpariert, die zwischen den Maxima der antiferromagnetischen Kopplung liegen und damit für den GMR und die Sensorik nicht brauchbar sind. Dadurch ergibt sich aber ein recht geschlossenes Bild (Abbildung 4.3) der Schichtdickenabhängigkeit des GMR in diesem System.

In dieser Grafik erkennt man drei Maxima des GMR bei $t_{Cu} = 0.9$ nm, 2.1 nm und 3.4 nm. Zwischen dem ersten und zweiten Maximum verschwindet der GMR ganz, nach dem zweiten jedoch nicht mehr. Diese Beobachtungen gehen konform mit den Werten, die bereits von Parkin veröffentlicht wurden [Par91]. Jedoch ist bei diesen Proben das

zweite Maximum mit einer Gesamtbreite von etwa 0.5 nm Kupferlagendicke genauso breit wie das erste, in [Par91] war das zweite deutlich breiter.

Es gibt von der Theorie her (Abschnitt 1.2) jedoch keinen Grund, warum das zweite oder ein höheres Maximum breiter sein sollte. Die Abstände, und damit auch die Breite, gehen mit dem Vielfachen des reziproken Fermivektor reduziert auf die erste Brillionzone, genauer: $n \cdot 1/2q_F$. Das gilt für das erste Maximum genauso wie das n -te, wenn es sich noch nachweisen ließe. Daher passen diese Ergebnisse besser zu der vorgestellten Theorie als die Ergebnisse in [Par91].

Die relative Widerstandsänderung durch den GMR nimmt von Maximum zu Maximum aufgrund der zunehmenden Kupferlagendicke ab. Hier steht die spinabhängige Streuung, die nach dem im Abschnitt 2.3 gesagten vornehmlich an der Grenzfläche Co/Cu stattfindet, der (nicht spinabhängigen) Streuung der Elektronen an Störstellen und Phononen innerhalb der Schichten gegenüber. Dies erklärt auch die Erhöhung des GMR im Vergleich der Messungen bei 4.2 K gegenüber den Messungen bei Raumtemperatur in Abbildung 4.3. Der *relative* GMR ist höher, da bei der niedrigen Temperatur weniger Phononen angeregt sind und damit der Sättigungswiderstand mit sinkender Temperatur kleiner wird.

Die in Abschnitt 2.3 beschriebene Theorie zum GMR beinhaltet keine temperaturabhängige Mechanismen, wenn man von der impliziten über die Curietemperatur einmal absieht. Die Streuung der Elektronen und damit der Widerstandseffekt des GMR sollte daher temperaturunabhängig sein. Das zugehörige Experiment ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Es gibt keine signifikante Abhängigkeit der *absoluten* Widerstandsänderung von der Temperatur. Das heißt: Unter der (sinnvollen) Annahme unabhängiger Streuterme für die verschiedenen Mechanismen (Störstellen, Phononen, spinabhängig) ist der spinabhängige des GMR temperaturunabhängig, so wie es die Theorie voraussagt (Siehe auch [Bas99]).

4.2.2 Einfluß der Co-Lagendicke

Ein gänzlich anderes Bild ergibt sich bei der Abhängigkeit des GMR von der Dicke der Kobaltschichten. Hier ist nach der Theorie (Abschnitt 1.2) eine Modulation der Kopplung mit der Schichtdicke zwar prinzipiell möglich, aber wenn überhaupt vorhanden, nur sehr schwach. Tatsächlich konnte eine solche im Rahmen dieser Arbeit auch nicht nachgewiesen werden.

Abbildung 4.5 zeigt die GMR-Werte von Schichtsystemen mit den nominellen Schichtdicken $\text{Co}[t_{\text{Co}}] + \text{Cu}[1.02\text{nm}] * 30 + \text{Co}[t_{\text{Co}}]$, also im ersten antiferromagnetischen Kopplungs-Maximum. Die durchgezogene Linie stellt einen Mittelwert aller Werte dar. Es ergibt sich das interessante Bild, daß der (relative) GMR sich näherungsweise unabhängig von der Kobaltlagendicke zeigt, obwohl sich die Gesamtdicke des Schichtsystems in diesem Bereich mehr als verdoppelt. Dies rechtfertigt nachträglich, daß bei der Untersu-

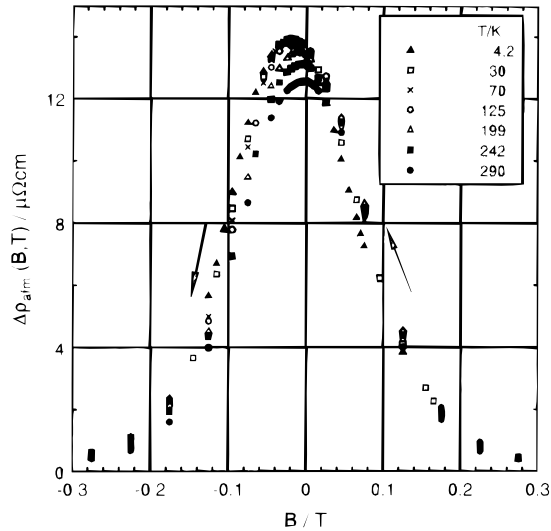


Abbildung 4.4: GMR-Meßkurven eines Systems $\text{Co}[1.1\text{nm}]+\text{Cu}[1.1\text{nm}]*30$ bei unterschiedlichen Temperaturen von Raumtemperatur bis 4.2 K, siehe auch [Ele01]

chung der Abhängigkeit des GMR von der Cu-Lagen im vorigen Abschnitt die damit korrelierte Abnahme der Co-Lagendicke vernachlässigt wurde.

Der absolute Sättigungswiderstand der Proben sinkt durch die dickeren Kobaltlagen von 11.3Ω auf 8.5Ω , also um den Faktor 0.75. Dies entspricht sehr genau dem Verhältnis von 0.77, der sich ergibt, wenn man für das System einen mittleren spezifischen Widerstand aus den bekannten [Ele01] Werten für Bulkmaterialien ($\rho_{\text{Cu}} = 3.1 \mu\Omega\text{cm}$, $\rho_{\text{Co}} = 15.9 \mu\Omega\text{cm}$ bei 293 K) berechnet nach der Leitfähigkeitsformel:

$$\rho_{\text{total}} = \left(\frac{1}{\rho_{\text{Cu}} t_{\text{Cu}}} + \frac{1}{\rho_{\text{Co}} t_{\text{Co}}} \right)^{-1} \quad (4.1)$$

Bis zu einer Einzellagendicke von 10 nm hinauf gibt es keinen Kurzschluß durch die Kupferlagen ('Shunting-Effekt'), wie in [Ele01] gezeigt wird. Das heißt, der Stromfluß kann unterhalb dieser Schwelle nicht im wesentlichen von den niederohmigen Kupferschichten getragen werden. Das Multilagensystem muß eher als ein 'neues' Gesamt-Material mit

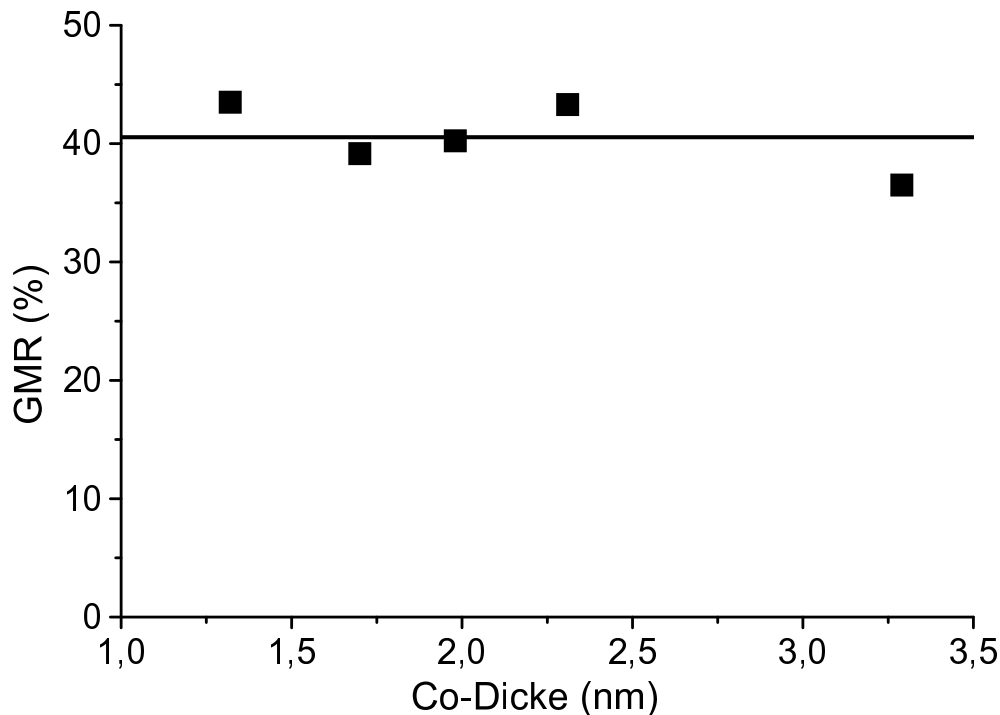


Abbildung 4.5: Abhängigkeit des GMR von der Kobaltschichtdicke t_{Co} im System $(\text{Co}[t_{\text{Co}}] + \text{Cu}[1.02\text{nm}]) * 30 + \text{Co}[t_{\text{Co}}]$. Die durchgezogene Linie stellt den Mittelwert der Meßwerte dar.

einer ganz neuer Eigenschaft (GMR) gesehen werden und nicht als eine Parallelschaltung der Einzelschichten.

Die Unabhängigkeit des relativen GMR von der Kobaltlagendicke, wie in Abbildung 4.5 gezeigt, bedeutet auch, daß mit zunehmender Kobaltdicke die absolute Widerstandsänderung durch die spinabhängige Streuung von 5.0Ω auf 3.1Ω sinkt. Sollte die spinabhängige Streuung im bulk des Kobalts stattfinden, müßte man eher eine Erhöhung dieser Streuung mit dem relativen Anteil des Kobalts in der Gesamtprobe erwarten, es ist jedoch das Gegenteil der Fall. Das läßt sich so interpretieren, daß die spinabhängige Streuung vornehmlich an den Co/Cu-Grenzflächen stattfindet. Dessen relative Bedeutung im Vergleich zur Bulk-Streuung (Störstellen, Phononen) geht mit zunehmender Kobaltschichtdicke zurück, da die Zahl der Grenzflächen gleichbleibt, das Volumen des bulk jedoch größer wird.

Dies sagt jedoch leider nichts über den Charakter (Grenzfläche vs. bulk) des Streumechanismus aus, wie es im Abschnitt 2.3 schon diskutiert wurde. Unter anderem sagt die dort schon zitierte Arbeit von Zahn *et al.* [Zah98] zwar einen Volumen-Streumechanismus voraus, der aber aufgrund der Elektronendichteverteilung vornehmlich an den Grenzflächen stattfindet. Auch dies wäre mit diesen Meßergebnissen vereinbar.

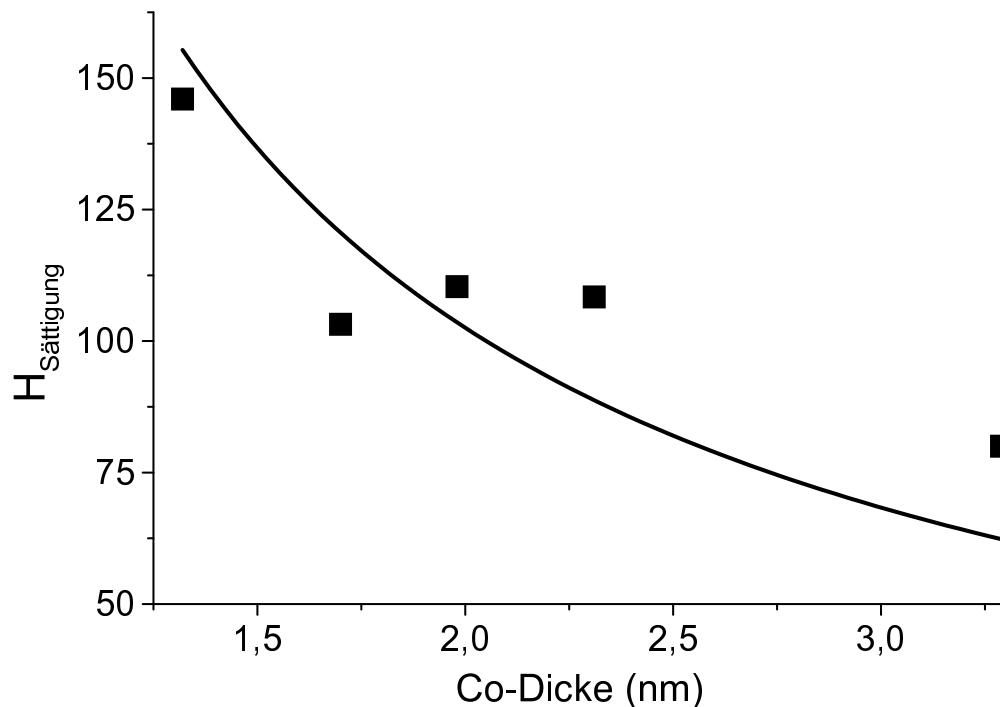


Abbildung 4.6: Abhängigkeit des Sättigungsmagnetfeldes von der Kobaltschichtdicke d im System $(\text{Co}[t_{\text{Co}}] + \text{Cu}[1.02\text{nm}]) * 30 + \text{Co}[t_{\text{Co}}]$. Die durchgezogene Linie beschreibt eine angefittete Kurve mit $H_{\text{Sättigung}} \propto 1/d_{\text{Co}}$.

Da die Kopplungsstärke praktisch nicht von der Kobalt-Lagendicke abhängt (siehe oben und Abschnitt 1.2), sollte daher das (Sättigungs-) Magnetfeld, das zum vollständigen Aufbrechen der Kopplung nötig ist, umgekehrt proportional zur Kobalt-Schichtdicke sein. Der Angriffspunkt für das externe Magnetfeld sind die magnetischen Momente der Kobaltlagen, diese wachsen proportional mit der Schichtdicke. (Von einem möglicherweise vorhandenen, aber nicht nachgewiesenen magnetisch 'toten' Bereich an den Grenzflächen einmal abgesehen).

Abbildung 4.6 zeigt diese Abhängigkeit Sättigungsmagnetfeld vs. Kobaltschichtdicke. Die durchgezogene Kurve ist eine Fitkurve. Als Sättigungsmagnetfelder wurde dabei der besseren Auswertbarkeit wegen die Halbwertsbreite der GMR-Kurven definiert. Eine Übereinstimmung mit der Theorie ist in Abbildung 4.6 tendenziell vorhanden.

4.2.3 Zum Vergleich: NiFe/Cu-System

Im Kobalt/Kupfer-System konnten also wichtige Voraussagen der Theorie experimentell bestätigt werden. Eine andere, sehr interessante Materialkombination ist das System Permalloy/Kupfer. Permalloy ist eine Legierung aus 80 Atomprozent Nickel und 20 Atomprozent Eisen. Der relativ geringe Eisenanteil verdoppelt (1.08 T vs. 0.6 T)

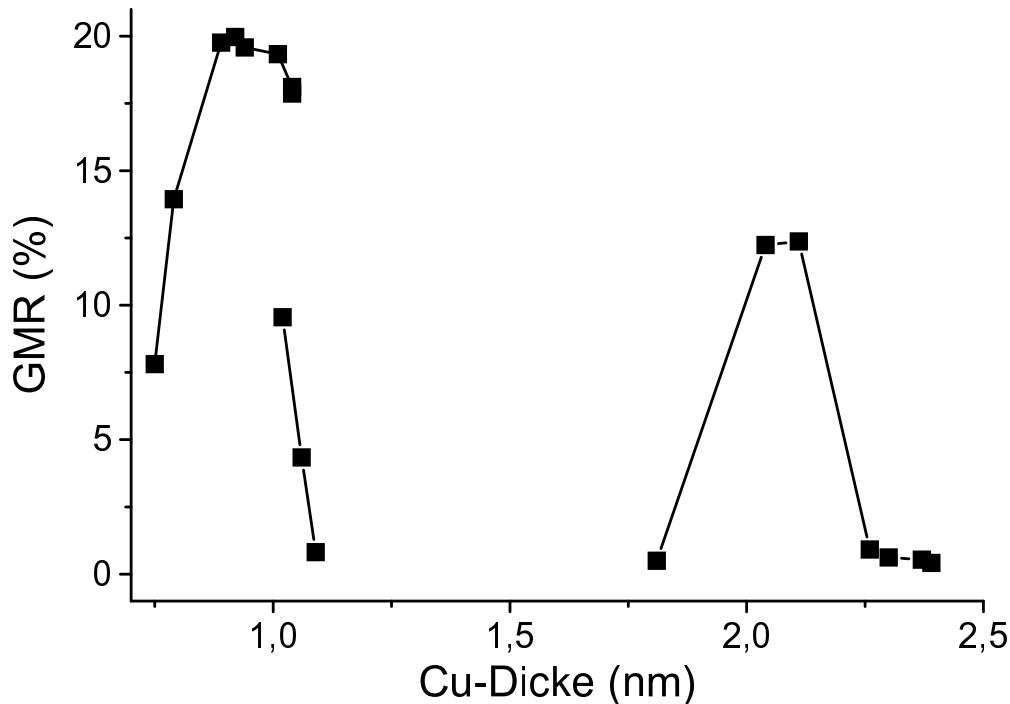


Abbildung 4.7: Modulation des GMR mit der Cu-Lagendicke im NiFe/Cu-System

dabei fast die Magnetisierung im Vergleich zu reinem Nickel. Permalloy hat eine sehr geringe Koerzitivität, da intrinsische Anisotropien näherungsweise verschwinden. Dies macht es für Sensoranwendungen besonders interessant.

Abbildung 4.7 zeigt die Modulation des GMR mit der Kupferlagendicke. Im Gegensatz zum Co/Cu-System konnten nur zwei Kopplungmaxima gefunden werden. Im Rahmen der Meßgenauigkeit liegen diese bei denselben Kupferlagendicken (0.9 nm und 2.1 nm) wie im Co/Cu-System. Wie im Abschnitt 1.2 ausgeführt, sind in der Theorie für die Periodenlänge die elektronischen Eigenschaften des Kupfers maßgebend und nicht die des Ferromagneten. Dies wird hierdurch auch experimentell bestätigt. Das Verhältnis des GMR vom ersten zum zweiten Maximum ist ebenfalls vergleichbar zu Co/Cu.

Der erreichbare maximale GMR ist für Permalloy/Kupfer nur etwa halb so hoch wie bei Kobalt/Kupfer. Hier ist nach Abschnitt 2.3 die spinabhängige Streuung maßgeblich und damit die Eigenschaften des Ferromagneten. Das Material Permalloy hat hier also einen Nachteil gegenüber Kobalt.

Ein anderes Bild zeigt sich jedoch, wenn man die Verwendbarkeit dieser Materialsysteme für Sensoren diskutiert. Abbildung 4.8 zeigt die Meßkurven von Co/Cu und NiFe/Cu im ersten und zweiten Kopplungmaximum. Zur besseren Vergleichbarkeit werden alle Kurven im gleichen Maßstab gezeigt.

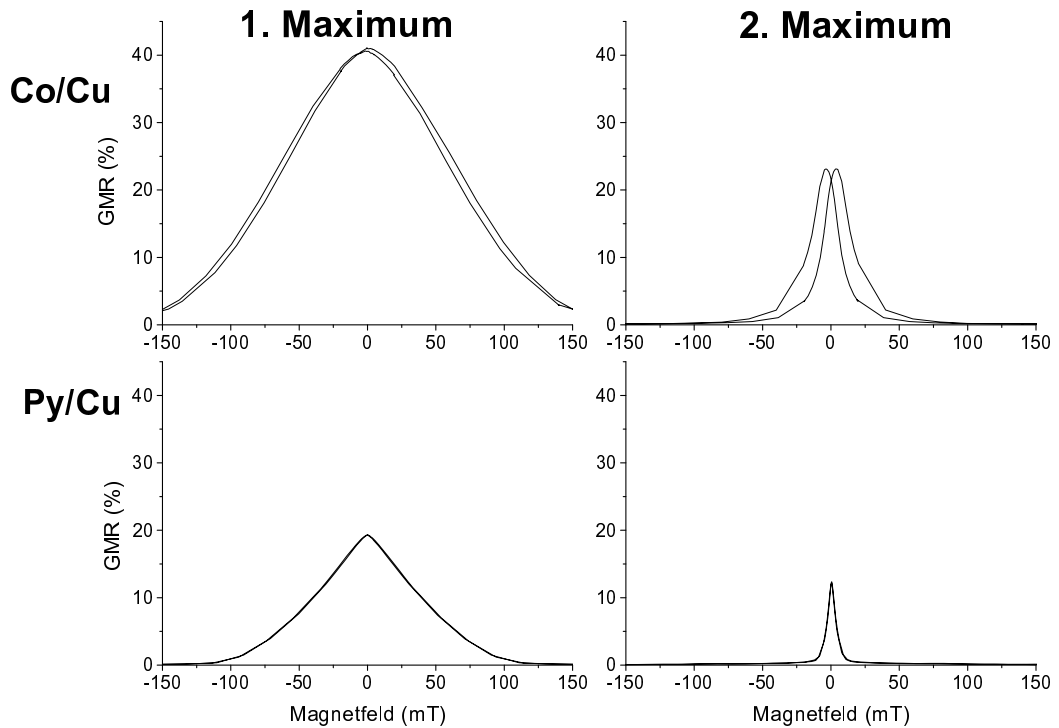


Abbildung 4.8: Vergleich der Materialsysteme Co/Cu und NiFe/Cu im ersten und zweiten Kopplungsmaximum. ($d_{\text{Co}} = 2.0 \text{ nm}$, $d_{\text{NiFe}} = 1.8 \text{ nm}$)

Die Kurven im ersten Maximum haben zwar einen höheren Widerstandseffekt, benötigen jedoch auch deutlich größere Felder zur Sättigung. Diese vergrößerten Sättigungsfelder stehen im Widerspruch zu der im Abschnitt 1.2 vorgestellten Theorie, die gleiche Kopplungsstärke für unendlich viele Kopplungsmaxima voraussagt. In dieser Theorie ist die Streuung der Elektronen in der Zwischenlage nicht enthalten. Diese Streuung wirkt im Endeffekt wie eine verringerte Reflektivität der Grenzflächen. Ob ein Elektron an den Grenzflächen nicht reflektiert wird oder auf dem Weg durch die Zwischenlage 'verloren geht', das heißt gestreut wird, läuft auf dasselbe heraus. Nach Gleichung 1.8 führt eine geringere Reflektivität zu einer geringeren Erhöhung der Zustandsdichte und damit zu einer schwächeren Kopplung.

Diese schwächere Kopplung führt zu einer erhöhten Sensitivität S . Diese ist definiert als $S = \Delta R_{\text{relativ}} / \Delta H$. Im Rahmen dieser Arbeit konnte in einem NiFe/Cu-System eine Sensitivität von 3.2 \%/mT erreicht werden (Abbildung 4.9), auch wenn dieser hohe Wert nur im Bereich $[-1\text{mT}, +1\text{mT}]$ zur Verfügung steht. Zu höheren Feldern nimmt die Sensitivität mit wachsendem Feld ab.

Das Kobalt-Kupfer-System zeigt im zweiten Maximum eine sehr große Hysterese, auch im ersten Maximum ist eine solche deutlich erkennbar. Die Hysterese in NiFe/Cu System ist hingegen kleiner als 0.2 mT (siehe Inlet in Abbildung 4.9) Trotz des größeren Wider-

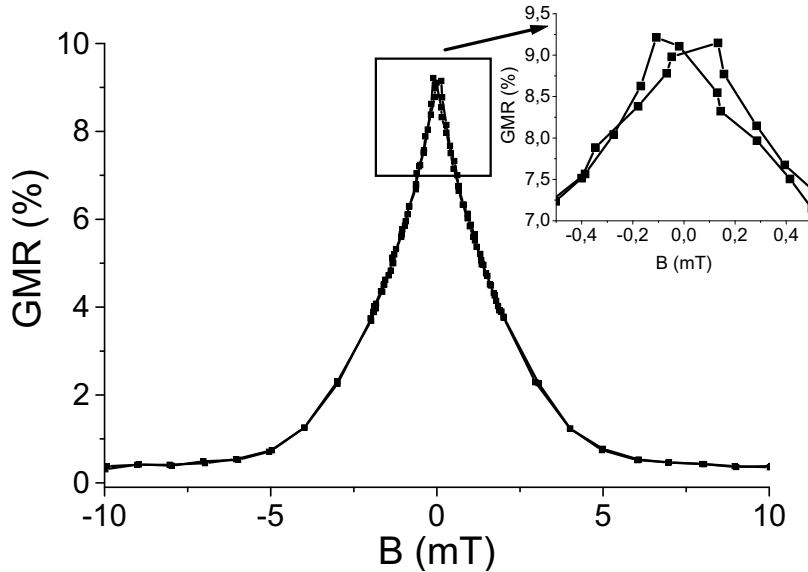


Abbildung 4.9: Im Laufe dieser Arbeit entstandenes, für die Detektion kleiner Felder optimiertes NiFe/Cu-Multilagensystem. Die Sensitivität für kleine Felder ist relativ groß (3.2 %/mT), die Hysterese relativ klein (0.1 mT).

standeffektes eignet sich in Multilagensystemen die Materialkombination Kobalt-Kupfer daher deutlich schlechter für Sensoranwendungen als Permalloy-Kupfer.

4.3 Temperaturstabilität von Multilagen

Schon in den Untersuchungen zu der Veröffentlichung [Loy00] ergab sich, daß sowohl bei Co/Cu- als auch bei NiFe/Cu-Multilagen, deren Kupferlagendicke dem ersten anti-ferromagnetischen Kopplungsmaximum ($t_{Cu} \approx 1.0$ nm) entspricht, der GMR nur bis zu Temperaturen von 140 °C (Co/Cu) beziehungsweise 120 °C (NiFe/Cu) stabil ist. Mit zunehmender Auslagerungstemperatur verringert er sich stark. In Schichtsystemen, deren Kupferlagendicke dem zweiten Kopplungsmaximum ($t_{Cu} \approx 2.1$ nm) entspricht, zeigte sich der GMR hingegen auch bei Temperaturen von 200 °C stabil. Mit zunehmender Auslagerungstemperatur zeigte sich im Co/Cu-System eine leichte Abnahme des absoluten Widerstandes in der magnetisch gesättigten Probe (Sättigungswiderstand) ($\approx 5\%$ bei 200 °C, im NiFe/Cu-System hingegen eine leichte Zunahme (6% bei 200 °C).

Die Systeme im zweiten Kopplungsmaximum sind wegen ihres kleinen Sättigungsfeldes für die Anwendung besonders wichtig. Außerdem sollen sie in dieser Arbeit als Beispielsysteme für die thermische Stabilität des GMR-Schichtsystems in Spin-Valve-Systemen dienen, die ebenfalls eine größere Kupferlagendicke (typischerweise 2.5 nm) aufweisen. Zur Ausrichtung der Spin-Valve-Systeme kann es nötig sein, diese über die Blocking-Temperatur zu erwärmen (field-cooling-Prozess). Diese Prozedur muß dann auch der

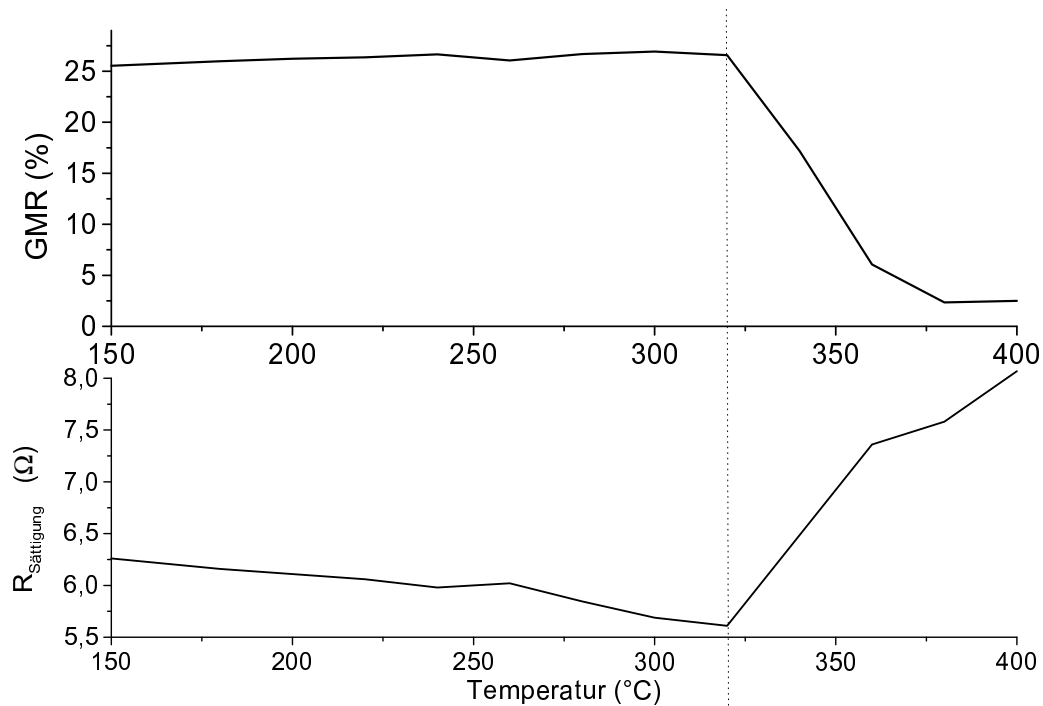


Abbildung 4.10: GMR (oben) und Sättigungswiderstand (unten) einer Co/Cu-Multilage im 2. Maximum nach Temperaturbehandlung von je 1h in 60 mbar Argon

GMR-Trilayer überstehen können, insbesondere auch bei antiferromagnetischen Materialien, die eine höhere Blocking-Temperatur aufweisen wie z.B. PtMn oder NiMn. Daher wurden die Untersuchungen zu höheren Temperaturen weiter ausgedehnt.

Abbildung 4.10 zeigt den GMR (oben) und den Sättigungswiderstand (unten) einer Probe mit dem nominellen Aufbau $(\text{Co}[2.13 \text{ nm}] + \text{Cu}[2.02 \text{ nm}]) * 30 + \text{Co}[2.13 \text{ nm}]$, also im zweiten Kopplungsmaximum. Dieselbe Probe wurde sukzessive einer Temperung von einer Stunde in einer Atmosphäre von 60 mbar Argon mit einer Steigerung um jeweils 20 °C ausgesetzt.

Bis 340 °C bleibt der GMR praktisch konstant, der Sättigungswiderstand nimmt leicht ab. Bei höheren Temperaturen nimmt der GMR stark ab, der Sättigungswiderstand hingegen steigt stark an. Beide Effekte beginnen bei derselben Temperatur (340 °C) auf und legen daher nahe, eine gemeinsame Ursache für beide Effekte anzunehmen.

Zunächst jedoch der Vergleich mit dem NiFe/Cu-System. Dort zeigt sich ein gänzlich anderes Bild.(Abbildung 4.11): Oberhalb von 200 °C nimmt der GMR monoton ab, der Sättigungswiderstand monoton zu, eine klar erkennbare kritische Temperatur wie im Co/Cu-System, ab der die Änderungen drastisch werden, gibt es nicht.

Der wesentliche Unterschied beider Systeme liegt in der Mischbarkeit des ferromagnetischen Materials mit Kupfer: Das Phasendiagramm von Kobalt und Kupfer (für Bulk-

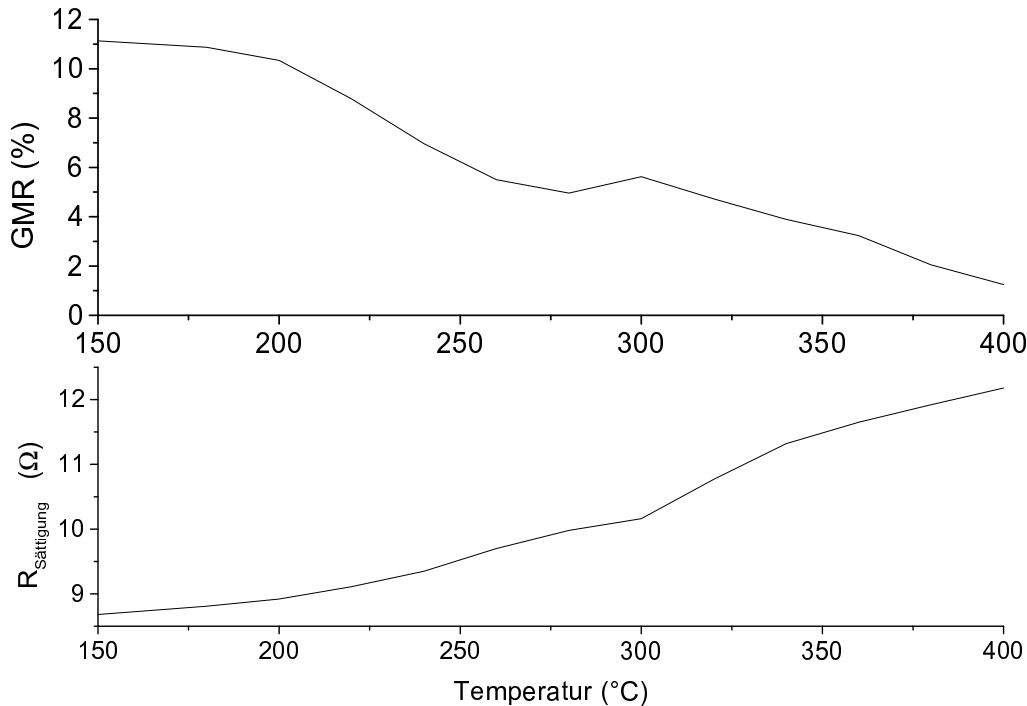


Abbildung 4.11: GMR (oben) und Sättigungswiderstand (unten) einer NiFe/Cu-Multilage im 2. Maximum nach Temperaturbehandlung von je 1h in 60 mbar Argon

material) zeigt eine Unmischbarkeit unterhalb von 422 °C, aber auch bis 600 °C sind Legierungen nur mit ganz wenigen Atomprozent möglich [Mas]. Ein ganz anderes Bild ergibt sich für die Mischbarkeit von Nickel (Hauptbestandteil von Permalloy) und Kupfer. Untersuchungen der Tiefenprofile von NiFe/Cu-Multilagen hatten gezeigt, daß von den NiFe-Komponenten Nickel und nicht Eisen bevorzugt in das Kupfer diffundiert, beginnend bei etwa 250 °C [Brü00]. Das Phasendiagramm (für Bulkmaterial) zeigt von Raumtemperatur bis 354,5 °C zwei Ni/Cu-Mischphasen mit steigendem Anteil der jeweils anderen Komponente, oberhalb von 354,5 °C ist sogar jedes beliebige Mischungsverhältnis möglich [Mas].

All dies zusammen erlaubt folgende Interpretation:

- Der Unterschied zwischen NiFe/Cu und Co/Cu für 1 nm dicke Kupfer-Zwischenlagen ist nicht signifikant. Als Ursache für den Zusammenbruch ist Korngrenzendiffusion anzunehmen, deren Mechanismus in einem Co/Cu- und einem NiFe/Cu-System vergleichbar sein dürfte. Daher ergibt sich kein signifikanter Unterschied zwischen beiden Systemen.
- Schon bei 2 nm dicken Kupferzwischenlagen muß wegen des großen Unterschiedes zwischen dem Co/Cu- und dem NiFe/Cu-System von einem gänzlich anderen Mechanismus ausgegangen werden. Nach dem oben gesagten ist es naheliegend, eine

4 Experimente: Multilagen

Legierungsbildung von Nickel und Kupfer als dominierende Ursache für den Abfall des GMR im NiFe/Cu-System anzunehmen. Eine Korngrenzendiffusion setzt bei dieser Kupfer-Lagendicke erst bei etwa 320 °C ein, wie das Co/Cu-System zeigt.

Eine Temperaturbehandlung im Vakuum ($\approx 10^{-6}$ mbar) oder sogar Luft zeigte keinen entscheidenden Unterschied zur Temperung in Argonatmosphäre. Mögliche Desublimation oder Oxidation haben also bei diesen dicken (≈ 140 nm) Schichten keinen entscheidenden Einfluß. Als Ursache für den Zusammenbruch des GMR und die Erhöhung des Sättigungswiderstandes sind daher die internen Diffusionen anzunehmen, die ich zuvor beschrieben habe.

M. Hecker hat vergleichbare Proben mit Röntgenmethoden (Reflektrometrie, Diffraktion) untersucht [Hec01, Hec00, Hec02b, Hec02c, Hec02a] und kommt zu denselben Schlußfolgerungen.

Er fand zudem im Co/Cu-System im Temperaturbereich von 310 °C bis 410 °C ein Wachstum der Korngröße und einen Übergang von einer $\langle 111 \rangle$ zu einer $\langle 200 \rangle$ Textur. Gleichzeitig tauchten starke Satelliten-Reflexionen auf, die ebenfalls auf Kornwachstum und zudem auf eine verbesserte Übergitterstruktur (=Qualität der Multilage) hinweisen [Hec02a]. Es gibt in diesem Temperaturbereich also eine signifikante Diffusion der Atome parallel zu den Grenzflächen, die zum Kornwachstum führt, jedoch keine signifikante Diffusion senkrecht dazu. Das Lagensystem als solches zeigte sich stabil bis 650 °C, erst oberhalb davon findet ein Übergang zu einem granularen System und damit ein Zusammenbruch der Übergitterstruktur statt. Als Ursache für die Bevorzugung der $\langle 200 \rangle$ -Textur nimmt Hecker dabei eine verbesserte Elastizität und damit verringerte Schichtspannungen an [Hec02a].

Im NiFe-Cu System zeigte sich eine Auflösung des Übergitters schon bei Temperaturen oberhalb von 300 °C [Hec02c], was ebenfalls die Legierungsbildung und nicht die Korngrenzendiffusion zur Ursache haben dürfte. Hecker beobachtete im NiFe/Cu System auch ein beginnendes Kornwachstum im Bereich von 220 °C und 300 °C, das sich bis 500 °C fortsetzt. [Hec02c].

Insgesamt zeigen Co/Cu- und NiFe/Cu-Multilagen also ein vergleichbares physikalisches Verhalten (Korngrenzendiffusion, Kornwachstum) mit Ausnahme der Legierungsbildung wegen des Unterschiedes in der Mischbarkeit von Kobalt beziehungsweise Nickel in Kupfer, was zu einer verringerten thermischen Stabilität des NiFe-Systems im Vergleich zum Co/Cu-System führt.

5 Experimente: Spin Valves

5.1 Das Material Nickeloxid

Wie schon in Kapitel 1.3 gesagt, benötigt man einen natürlichen Antiferromagneten, um ein brauchbares Sensor-System zu erhalten. Im Bereich der bereits kommerziell erfolgreichen GMR-Leseköpfe wird dazu neben Eisenmangan (FeMn) und Iridiummangan (IrMn) sehr häufig Nickeloxid (NiO) verwendet.

Nickeloxid ist ein Antiferromagnet mit einer bulk-Néeltemperatur von 523 K. Als Oxid ist es stabil gegenüber Oxidation und da es elektrisch ein Isolator ist, muß man auch bei dickeren Schichten keinen Shunting-Effekt durch dieses Material befürchten. Die Blocking-Temperatur, also die Temperatur, bei der Exchange-Bias verschwindet, liegt in einem Bereich (≤ 200 °C), der mit den im Laufe dieser Arbeit entstandenen Meßstände (Anhang A) erreicht werden konnte und bei denen die Oxidation des GMR-Trilayers im Luftsauerstoff noch nicht zu einer Zerstörung führt. Wegen dieser Eigenschaften bietet es sich an, vornehmlich Systeme auf NiO-Basis zu untersuchen.

Die kristallographische Struktur des Nickeloxides ändert sich beim Übergang in den antiferromagnetischen Zustand von einer fcc- zu einer rhomboedrischen Struktur durch eine leichte Kontraktion längs der ($< 111 >$ -Achse). Die Winkel $\alpha = \beta = \gamma$ ändern sich von 90° (fcc) minimal zu 90.4° (rhomboedrisch) [Ber99b]. Auch wenn es kristallographisch nicht ganz korrekt ist, wird wegen der besseren Verständlichkeit in dieser Arbeit die fcc-Bezeichnungen beibehalten, da diese geläufiger sind.

Die Spins, die die antiferromagnetische Ordnung tragen, sind an den Nickelatomen lokalisiert, die Austausch-Wechselwirkung wird durch 'Superaustausch' indirekt durch die Orbitale des Sauerstoffs vermittelt. Dadurch sind benachbarte Spins in der [100]- und [110]-Ebene antiparallel und in der [111]-Ebene parallel ausgerichtet. Dies ist für die Diskussion der Grenzfläche (kompensiert/unkompensiert) wichtig.

5.2 Präparation

Für die Präparation der Proben wurde eine Anlage verwendet, die in ihrem Aufbau und Geometrie der in Abschnitt 4.1 beschriebenen entsprach. Allerdings hatte sie Platz für insgesamt sechs Probenträger, die dafür nur einen Durchmesser von drei Zoll haben

durften. Da ebenfalls 100 mm-Quellen zum Einsatz kamen, war die Ausnutzung des Gradienten wie bei den Multilagen hier nur sehr schlecht möglich.

Die Quellen wurden mit RF (13.56 MHz) betrieben. Zumindest für das antiferromagnetische Material NiO war dies nötig, da es elektrisch isolierend ist. Es wurde ein Target aus stöchiometrisch korrektem NiO verwendet. Die Besorgnis, daß die Schichten wegen des großen Masseunterschiedes von Nickel und Sauerstoff, am Sputtergas unterschiedlich gestreut werden könnten und die Schichten so zu wenig Sauerstoff enthalten könnten, bewahrheitete sich nicht. Messungen ergaben sogar einen leichten Sauerstoffüberschuß [Kal], was in der Literatur schon für ideale Nickeloxid-Schichten berichtet wurde.

Eine Alternative zum direkten Sputtern wäre das reaktive Sputtern eines Nickel-Targets unter Zugabe von Sauerstoff gewesen. Dies hätte jedoch eine zusätzliche Kammer erfordert, da dieser Sauerstoff auch die anderen Targets oxidiert und somit 'vergiftet' hätte. Es zeigt sich, daß ein solcher Aufwand nicht nötig ist, da sich mit dieser Anlage erfolgreich Spin-Valve-Systeme präparieren ließen.

Um eine Beschichtung im Magnetfeld zu ermöglichen, wurde ein Probenhalter mit eingebauten Dauermagneten gefertigt, die parallel zur Oberfläche des Substrats ein Feld, je nach Position, von maximal 20 mT erzeugen.

5.3 Fieldcooling

Um aus diesen Materialien einen Sensor fertigen zu können, ist außer des Schichtaufbaus auch die Einprägung einer magnetischen Vorzugsrichtung in die Referenzschicht nötig, die durch den Exchange-Bias stabilisiert wird. Dazu gibt es zwei bewährte Verfahren. Entweder man beschichtet die Probe in einem angelegten Magnetfeld oder man führt nach der Beschichtung mit der Probe einen 'field-cooling' Prozeß durch. Dies kann jederzeit nach der Beschichtung getrennt ex-situ geschehen und ist daher technologisch sehr wichtig.

Bei diesem Prozeß wird die Probe über diejenige Temperatur erwärmt, bei der noch eine Ausrichtung stabil ist, die sogenannte Blocking-Temperatur (maximal die Néeltemperatur des Antiferromagneten), und dann im Magnetfeld die Probe abgekühlt. Durch die Wechselwirkung zwischen Magnetisierung und Néelvektor (siehe Abschnitt 1.3) wird dann die Referenz eingepägt.

Abbildung 5.1 zeigt zwei Magnetisierungskurven ein und derselben Probe. Die obige vor dem field-cooling, die unteren danach. Die Form der obigen Kurve ist unabhängig von der Richtung (innerhalb der Schichtebene) des Magnetfeldes während der Messung. Nach dem field-cooling unterscheiden sich die Kurven gemessen parallel zum Feld beim field-cooling (Untere Grafik, Kreise) und senkrecht dazu (durchgezogene Linie) deutlich, es ist eine Anisotropie eingepägt worden.

Diese verschiebt die Magnetisierungskurve relativ zum Nullpunkt, es handelt sich also um eine unidirektionale Anisotropie – den Exchange-Bias. Wichtige Beobachtung: Die

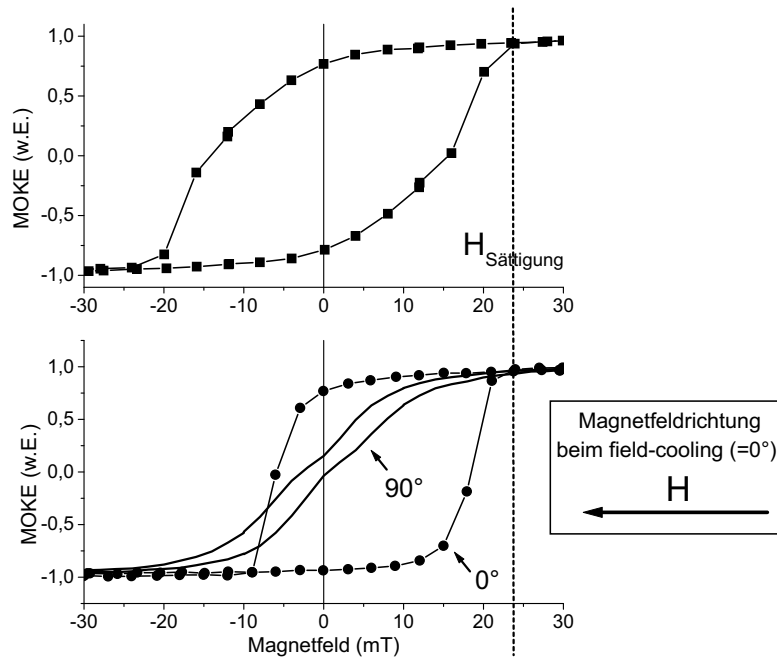


Abbildung 5.1: Magnetisierungskurven eines Schichtsystems NiO[100nm]/NiFe[10nm] vor und nach dem field-cooling-Prozeß

Form der Kurve wurde durch den field-cooling-Prozeß zwar deutlich geändert, nicht jedoch der Wert für das Sättigungsmagnetfeld. Das gilt für alle drei Kurven. Das läßt sich so interpretieren, daß die unidirektionale Anisotropie als solche zwar schon vor dem field-cooling vorhanden ist, jedoch sind die dazugehörigen Richtungen (Achsen) über die Probe statistisch verteilt, da es ohne Magnetfeld bei der Beschichtung keine ausgezeichnete Richtung gab. Beim field-cooling wird dann lediglich diese Verteilung verändert.

5.4 Einfluß des Sputtergasdrucks

Bei der Beschichtung kann der Druck des Sputtergases, ebenso wie die Substrattemperatur, einen starken Einfluß auf die Qualität der aufwachsenden Schicht haben. Zum einen beeinflußt der Druck direkt die Plasmaentladung, zum anderen erhöht sich bei hohem Druck die Wahrscheinlichkeit, daß abgesputterte Teilchen auf ihrem Weg zum Substrat mit den (leichteren) Gasatomen zusammentreffen und dabei kinetische Energie verlieren.

Thornton hat diesen Einfluß von Druck und Temperatur auf das Wachstum metallischer Schichten untersucht und in einem Zonenschema zusammengefaßt [Tho74]. Für Temperaturen weit unter der Schmelztemperatur fand er eine höhere Kompaktheit mit sinkendem Sputtergasdruck durch die höhere Energie der auf dem Substrat ankommenden Teilchen.

Bei den beim Magnetronspütern typischen Drücken von $\approx 1 \cdot 10^{-3}$ mbar liegt die mittlere freie Weglänge im Bereich des Target-Substrat-Abstands, mit der Änderung des Drucks sind hier daher starke Änderungen zu erwarten. Der Einfluß der Substrattemperatur wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht, hier wäre eine signifikante Änderung der Schichtqualität nach [Tho74] erst bei relativ hohen Temperaturen ($\geq 0.5T_{\text{Schmelz}}$) zu erwarten gewesen. In Nanometer dicken Schichtsystemen müßte man in diesem Fall mit starker Korngrenzendiffusion und Legierungsbildung rechnen, wie am Beispiel der Multilagen in Abschnitt 4.3 gezeigt wurde. Dies wäre kein Weg zu besseren Schichten. Es bleibt aber die Einflußmöglichkeit durch den Sputtergasdruck.

Abbildung 5.2 zeigt den Einfluß des Sputtergasdruckes auf die Textur. Mit wachsendem Druck zeigt sich ein drastischer Übergang von einer $\langle 111 \rangle$ - zu einer $\langle 220 \rangle$ -Textur. Nach dem im Abschnitt 1.3.2 beschriebenen Modell für glatte Grenzflächen von Mauri [Mau87] kann sich nur für den Fall der spin-unkompensierten Grenzfläche ($\langle 111 \rangle$) ein Exchange-Bias ausbilden, die spin-kompensierte ($\langle 220 \rangle$)-Grenzfläche bewirkt lediglich eine uniaxiale Anisotropie.

Genau dies konnte in diesen Proben beobachtet werden, Abbildung 5.3 zeigt die MOKE-Kurven zu den Proben in Abbildung 5.2. Nur für den Fall der überwiegenden $\langle 111 \rangle$ -Textur kann man einen Exchange-Bias beobachten. Dagegen sollte im Modell 'raue Grenzflächen' von Malozemoff [Mal87, Mal88] (siehe Abschnitt 1.3.5) die Textur beziehungsweise der Grenzflächentyp keinen entscheidenden Einfluß auf die Existenz eines Exchange-Bias haben.

Im Vergleich dieser beiden Modelle, die ja jeweils die Extremfälle (atomar glatte Schichten vs. ideale, statistisch verteilte Rauigkeit) paßt das Verhalten dieser Schichten also eher in das 'glatte Grenzflächen'-Modell von Mauri. Experimentell läßt sich diese angenommene Glattheit in Bezug *im atomarem Maßstab* nicht nachweisen. Die atomar aufgelöste Verteilung der Nickelatome an der Grenzfläche eines elektrisch isolierenden Nickeloxides, die zudem noch unter einer im wesentlich aus Nickel bestehenden $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Schicht vergraben ist, sind experimentell nur schwer zugänglich und stellen die Frage, inwieweit sich diese Atome *eindeutig* Ferromagnet oder Antiferromagnet zuordnen ließen.

5.5 Abhängigkeit von der NiO-Schichtdicke

Die in Abschnitt 1.3 vorgestellten Theorien (sowohl Mauri als auch Malozemoff) lassen keine Veränderung des Exchange-Bias mit zunehmender Schichtdicke des Antiferromagneten erwarten, sobald diese mindestens die Dicke einer Domänenwand hat. In einer polykristallinen Probe könnte man vielleicht mit einer Erhöhung des Exchange-Bias rechnen, da sich mit zunehmender Schichtdicke das Volumen der Körner erhöht und so die antiferromagnetische Ordnung stabilisieren sollte. Eine dadurch erhöhte Steifigkeit A_A oder Anisotropie K_A pro Volumen, oder die erhöhte Stabilisierungsenergie $K_A \cdot V$ durch

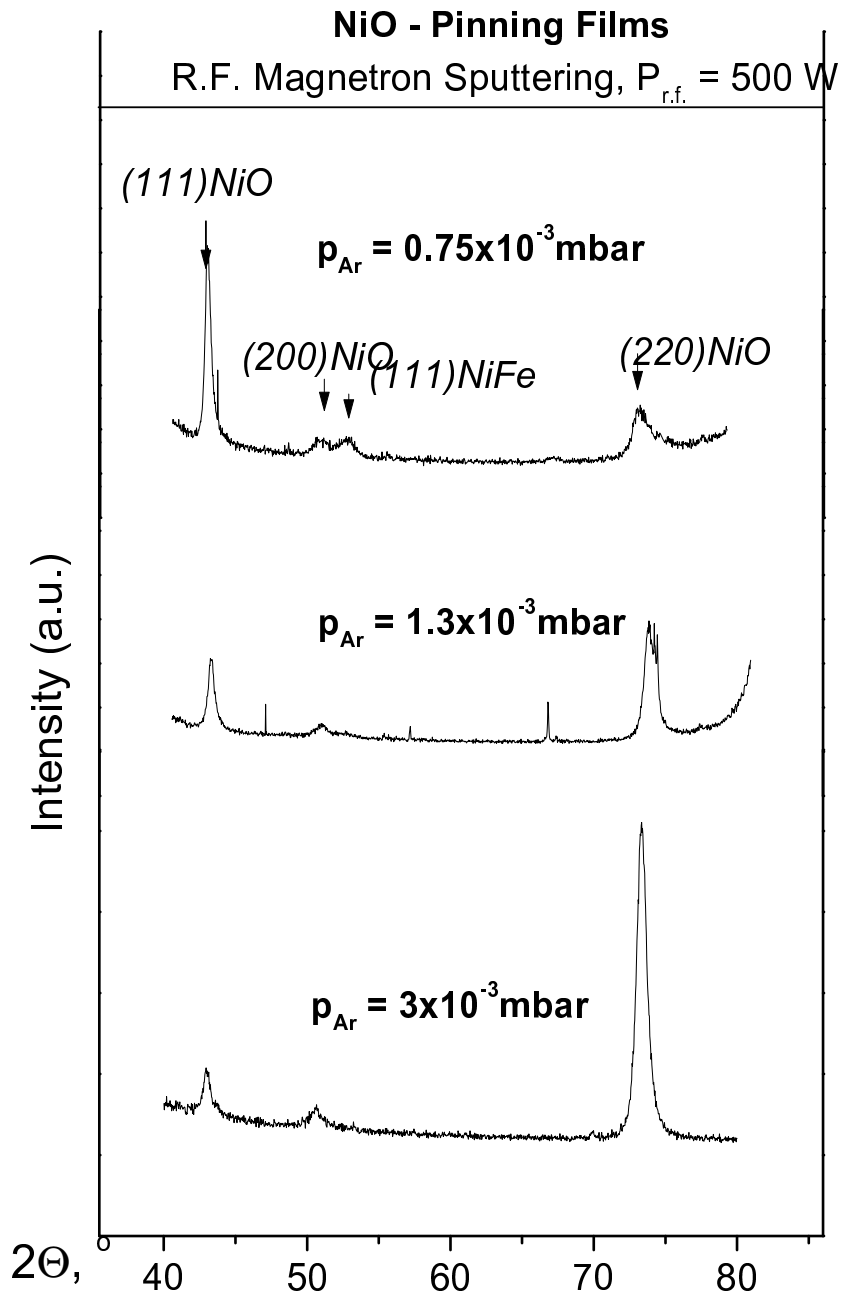


Abbildung 5.2: Abhängigkeit der Textur von NiO[100 nm]NiFe[10 nm] vom Sputtergasdruck, gemessen mittels Röntgendiffraktometrie [Zot]

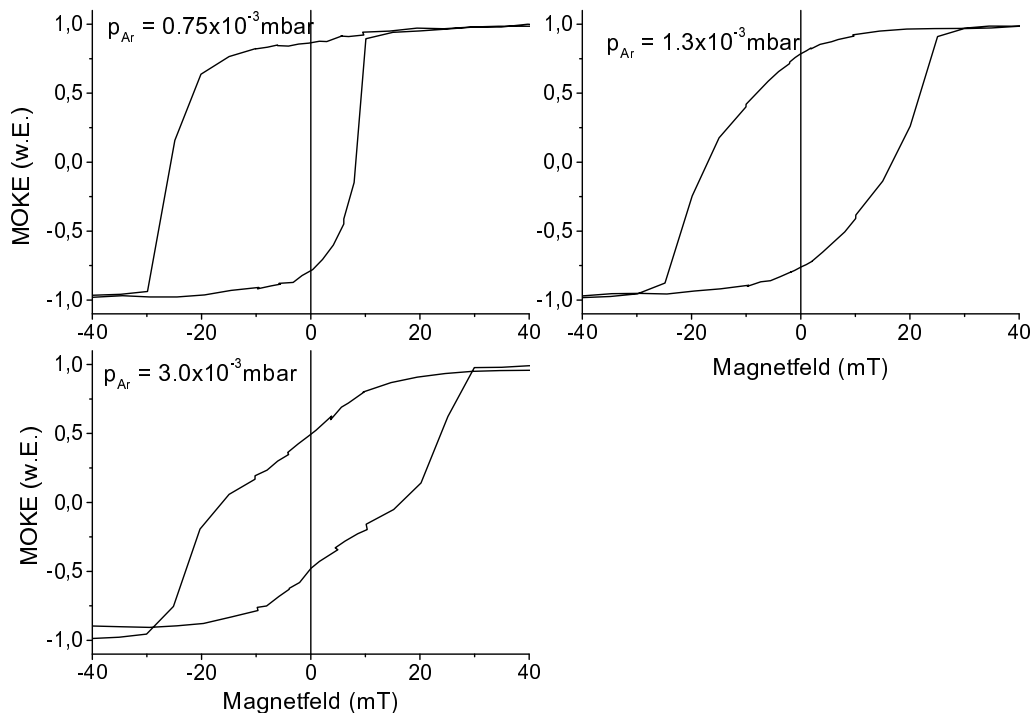


Abbildung 5.3: MOKE-Kurven der gleichen Proben NiO[100 nm]NiFe[10 nm] wie in Abbildung 5.2, die bei unterschiedlichem Druck des Sputtergases präpariert wurden.

vergrößertes Volumen des Antiferromagneten sollte zu einem höheren Exchange-Bias führen (Es gilt $H_{\text{ex}} \propto \sqrt{A_A K_A}$, siehe Abschnitt 1.3.5).

Abbildung 5.4 zeigt MOKE-Messungen an Proben, die unter den gleichen Bedingungen gewachsen sind und sich nur in der Nickeloxid-Schichtdicke unterscheiden. Es zeigt sich das genaue Gegenteil des zu erwartenden: Mit wachsender Schichtdicke wird der Exchange-Bias kleiner, das Koerzitivfeld steigt hingegen an. Das gilt qualitativ unabhängig von der Methode, mit der der Exchange-Bias eingepägt wurde. In Zahlen:

Schichtdicke(NiO)	field-cooling		Beschichtung in H	
	H_{EB}	H_{C}	H_{EB}	H_{C}
50 nm	6.9 mT	3.5 mT	9.5 mT	3.5 mT
100 nm	5.2 mT	6.6 mT	7.6 mT	3.5 mT
200 nm	4.0 mT	8.1 mT	6.2 mT	8.0 mT

Auch hier liegt die Ursache in der Textur. Mit steigender Schichtdicke steigt der Anteil der $\langle 220 \rangle$ - relativ zur $\langle 111 \rangle$ -Textur an, wie Röntgenmessungen ergeben haben [Zot]. Für dicke Schichten scheint diese bevorzugt zu wachsen. Dies erklärt nach den Ergebnissen aus Abschnitt 5.4 sowohl den sinkenden Exchange-Bias als auch die erhöhte (induzierte) Koerzitivität mit wachsender NiO-Schichtdicke.

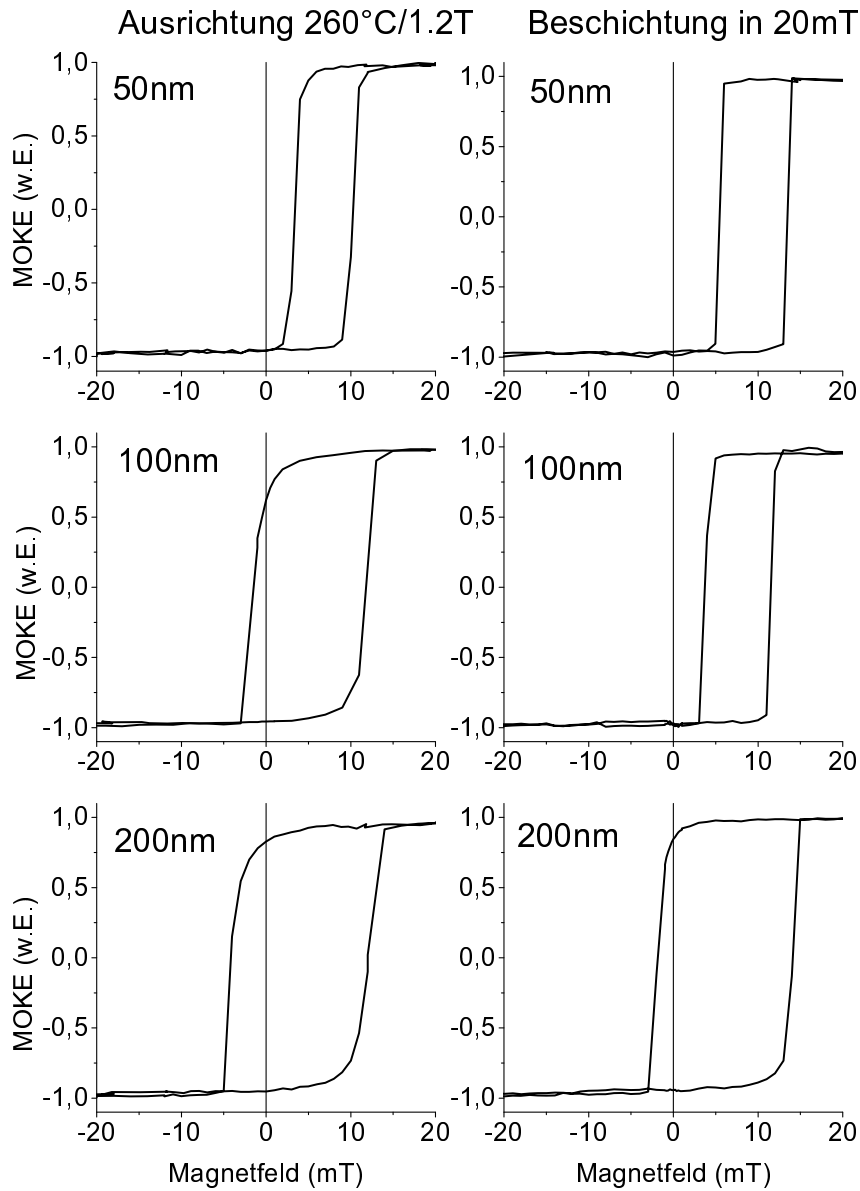


Abbildung 5.4: Abhängigkeit des Exchange-Bias (H_{EB}) und des Koerzitivfeldes (H_C) der Proben $\text{NiO}[d_{\text{NiO}}]\text{NiFe}[5\text{nm}]$ in Abhängigkeit von der NiO-Schichtdicke d_{NiO} für Beschichtung im Magnetfeld (rechts) bzw. Beschichtung ohne Magnetfeld und anschließendem fieldcooling (links).

5.6 Arbeitsbereich eines Winkelsensors

Im Abschnitt 3.3.2 (Simulationen) wurden GMR-Meßkurven eines im Rahmen dieser Arbeit entstandenen, NiO-basierten Spin-Valves gezeigt (Abbildung 3.3(a) auf Seite 48). Beim Durchfahren des Magnetfeldes ergeben sich für Hin- und Rückrichtung unterschiedliche Schaltfelder (dort mit H2 beziehungsweise H3 bezeichnet), die sich durch eine eingeprägte, uniaxiale Anisotropie erklären lassen.

Durch diese Hysterese ist der Zustand, und damit auch der Widerstand, eines solchen Sensorsystems nicht allein vom aktuellen Magnetfeld abhängig, sondern auch von dessen magnetischer Vorgeschichte.

In diesem Abschnitt wird die Frage untersucht, wie der mögliche Arbeitsbereich eines solchen Sensors mit diesen Schaltfeldern zusammenhängt. Naiverweise würde man annehmen, daß ein Betrieb nur unterhalb des Schaltfeldes H2 möglich ist, bei dem die Ausrichtung der Referenzschicht noch allein vom Exchange-Bias vorgegeben wird. *Dies ist jedoch nicht der Fall!* Man muß sich klar machen, daß lineares Durchfahren des Magnetfeldes und dessen Rotation zwei *voneinander unabhängige* Wege im Parameterraum (Magnetfeldstärke/-richtung) darstellen. Insbesondere kann man nicht aus einer Kurve durch eine mathematische Transformation die andere berechnen. Dies geht nur, wenn man beide zusätzlich durch ein physikalisches Modell verbinden kann, wie es in Kapitel 3 vorgestellt wurde. Der für das Maximalfeld entscheidende Wert ist nicht H₂, sondern der Exchange-Bias.

In Abbildung 5.5 ist die (relative) Variation im Widerstand gezeigt, die die Probe bei einer kompletten Rotation zeigt, also der Signalhub. Dieser ist für einen weiten Bereich konstant, obwohl sich die Form der Kurven bei der Variation des Magnetfeldes ändert (siehe Kurven *derselben* Probe in Abbildung 3.4). Die senkrechten Striche in Abbildung 5.5 zeigen die Werte H1 und (H2+H3)/2, letzterer also den traditionell berechneten Exchange-Bias.

Oberhalb dieses Wertes bricht die Signalamplitude sehr schnell zusammen, auch wenn sie nicht schlagartig auf Null zurückgeht. Dennoch ist die Veränderung an dieser Stelle signifikant. Sieht man sich die zugehörige GMR-Kurve 3.3(a) genauer an, sieht man dort ebenfalls einen gewissen Übergang: Der GMR geht nicht schlagartig auf Null zurück. Es gibt sicher eine leichte Variation der entsprechenden Parameter (Kopplung, Schichtdicke) über die Probe, die zu einer gewissen Verteilung des Exchange-Bias und damit zu diesem verbreiterten Übergang führt.

Dennoch ist festzuhalten:

Der Wert des Exchange-Bias ist nicht nur eine Rechengröße zur Charakterisierung der Kopplungsstärke, sondern gibt zudem maximale Magnetfeld an, bis zu dem ein Sensor vom Prinzip her arbeiten kann. Allerdings wird die Signalqualität (THD) mit steigendem Magnetfeld schlechter, wie schon in Kapitel 3 gezeigt wurde.

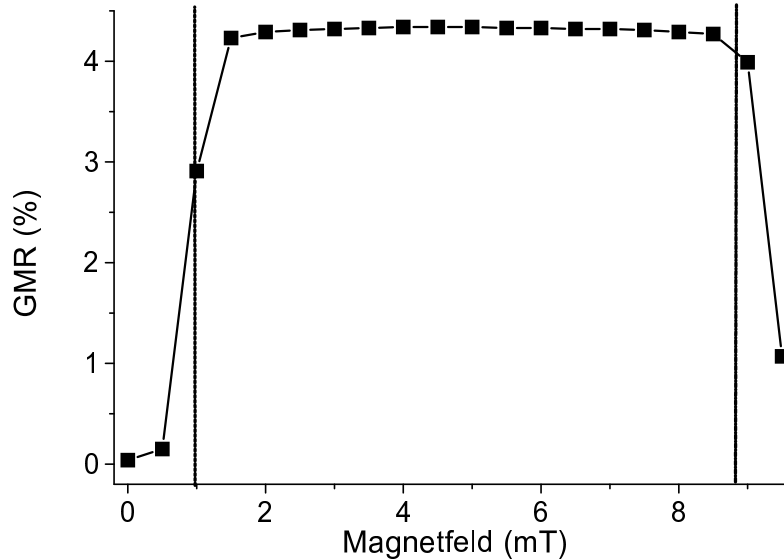


Abbildung 5.5: Relativer Signalhub des Spinvalves N76 (NiO[50nm]NiFe[5nm]-Cu[2.5nm]NiFe[5nm]) bei Rotation in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke. Ein Teil der zugehörigen Kurven wurde schon in Abbildung 3.4 auf Seite 49 gezeigt. Die Linien repräsentieren die Kopplungsstärke zwischen Sensor- und Referenzschicht (1 mT) bzw. den Exchange-Bias (8.8 mT).

5.7 Rotationshysterese

Wird der Widerstand eines Spin-Valve-Systems im rotierenden Magnetfeld gemessen, so müssen die Kurven für Drehungen im und gegen den Uhrzeigersinn nicht zwangsläufig deckungsgleich sein – irgendwelche irreversible (interne) Prozesse könnten bewirken, daß der Widerstandswert nicht nur vom aktuellen Winkel des Magnetfeldes, sondern auch von dessen Drehrichtung abhängt. Dies wäre für die Funktionsfähigkeit eines daraus gefertigten Sensors wenig vorteilhaft. In diesem Zusammenhang wird als Rotationshysterese den Abstand der beiden Maxima einer Drehkurve für unterschiedliche Drehrichtungen definiert.

Bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Proben, sowohl bei selbst gefertigten als auch Fremdproben, verschwand diese Rotationshysterese jedoch im Rahmen der Meßgenauigkeit (zum Beispiel bei den Kurven in Abbildung 3.4), solange das Magnetfeld dem Wert für den Exchange-Bias nicht zu nahe kommt. Dies rechtfertigt in diesem Bereich die Vereinfachung in der Simulation (Kapitel 3), nur reversible Prozesse einfließen zu lassen, um das Modell möglichst einfach halten zu können.

Wie sich beobachten läßt, ändert sich dies drastisch, wenn das Magnetfeld dem Wert des Exchange-Bias nahekommt. Dies gilt durchgehend für alle Proben, auch wenn deren Exchange-Bias durch Erwärmung reduziert wird (siehe Abschnitt 5.8).

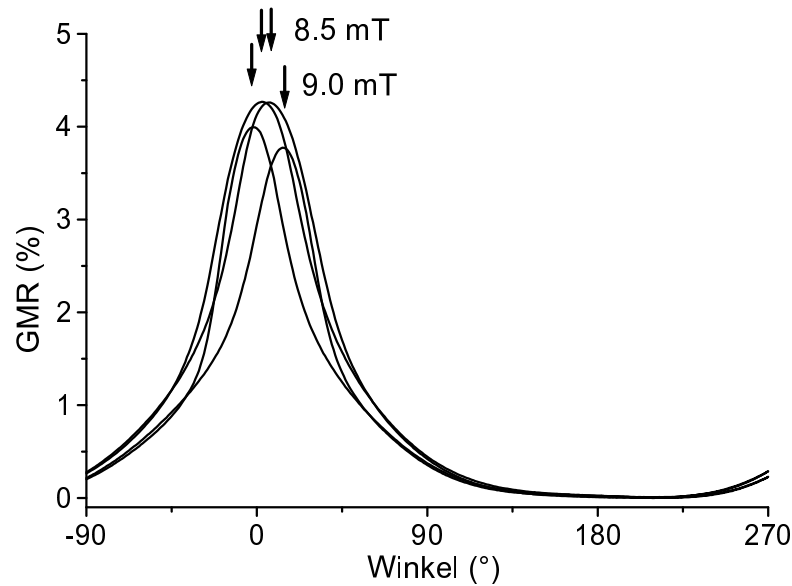


Abbildung 5.6: Drehkurven nahe des nominellen Exchange-Bias (8.8 mT) der Probe N76 (NiO[50nm]NiFe[5nm]Cu[2.5nm]NiFe[5nm]). Messungen bei kleineren Magnetfeldern wurden schon in der Abbildung 3.4 auf Seite 49 gezeigt. Die Pfeile markieren die Rotationshysterese

Als Beispiel sind, in Ergänzung zu den schon in Abbildung 3.4 gezeigten Kurven, die Drehkurven derselben Probe für die Magnetfelder nahe des nominellen Exchange-Bias in Abbildung 5.6 gezeigt. Die Rotationshysterese ist ebenso offensichtlich wie deren Zunahme mit dem Feld. In Abbildung 5.7 wird diese gegenüber dem Feld aufgetragen. Die Abbildungen 5.8 und 5.9 zeigen das gleiche für ein System, das FeMn als Antiferromagneten verwendet (Schichtfolge: FeMn[20nm]CoFe[4nm]Cu[3nm]CoFe[2nm]NiFe[10nm]). Es zeigt qualitativ das gleiche Verhalten. Es handelt sich hier also bei dieser Rotationshysterese nicht um eine NiO-spezifische Eigenschaft, sondern wahrscheinlich um eine allgemeine Eigenschaft solcher Systeme.

Wie schon in Abschnitt 1.3 ausgeführt wurde, wird das Pinning von der internen Anisotropie im Antiferromagneten bestimmt. Es liegt nahe, daß auch diese Rotationshysterese einer Eigenschaft des Antiferromagneten zuzuschreiben. Es ist davon auszugehen, daß zumindest in einem Teil der polykristallinen Probe der Néelvektor mit der Magnetisierung mitgedreht wird. Die dazu nötige Überwindung der Anisotropie im Antiferromagneten ist der irreversible Prozeß, der im Endeffekt zu dieser Hysterese führt.

Dieses Mitdrehen ist nicht reversibel, da die Anisotropien im Antiferromagneten einen gewissen Winkel zwischen Magnetisierung und Néelvektor erlauben, bevor das Drehmoment auf den Néelvektor so groß wird, daß er gedreht werden kann. Insgesamt ist dies im Prinzip vergleichbar zur besser bekannten Hysterese im linearen Fall (Winkel konstant, Magnetfeldstärke ändert sich).

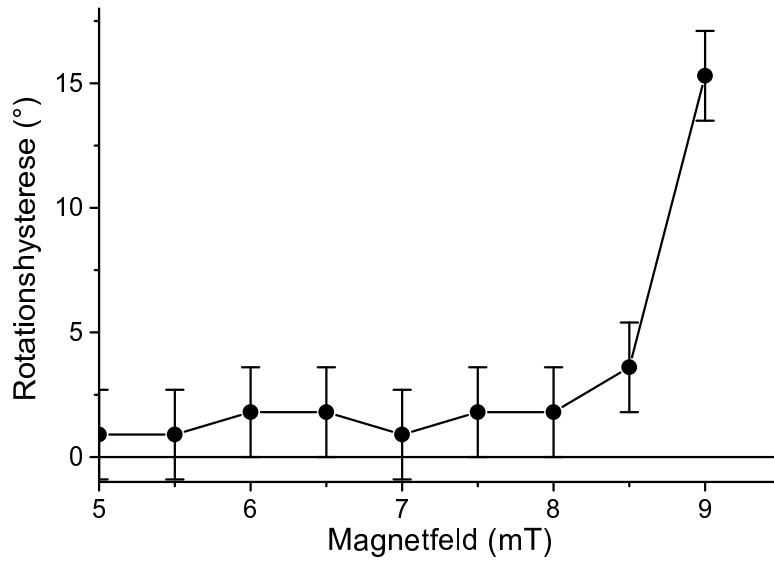


Abbildung 5.7: Abhängigkeit der Rotationshysterese der Probe N76 ($\text{NiO}[50\text{nm}]\text{-NiFe}[5\text{nm}]\text{Cu}[2.5\text{nm}]\text{NiFe}[5\text{nm}]$) (siehe Abbildung 5.6) von der Magnetfeldstärke

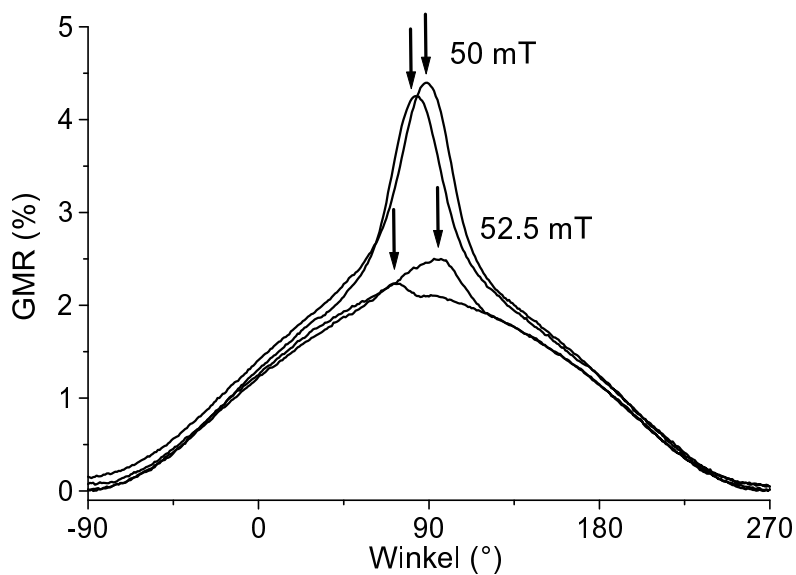


Abbildung 5.8: Drehkurven eines FeMn-basierten, einfachen Spin-Valve-Systems ($\text{FeMn}[20\text{nm}]\text{CoFe}[4\text{nm}]\text{Cu}[3\text{nm}]\text{CoFe}[2\text{nm}]\text{NiFe}[10\text{nm}]$) nahe dessen nominellen Exchange-Bias von 50 mT

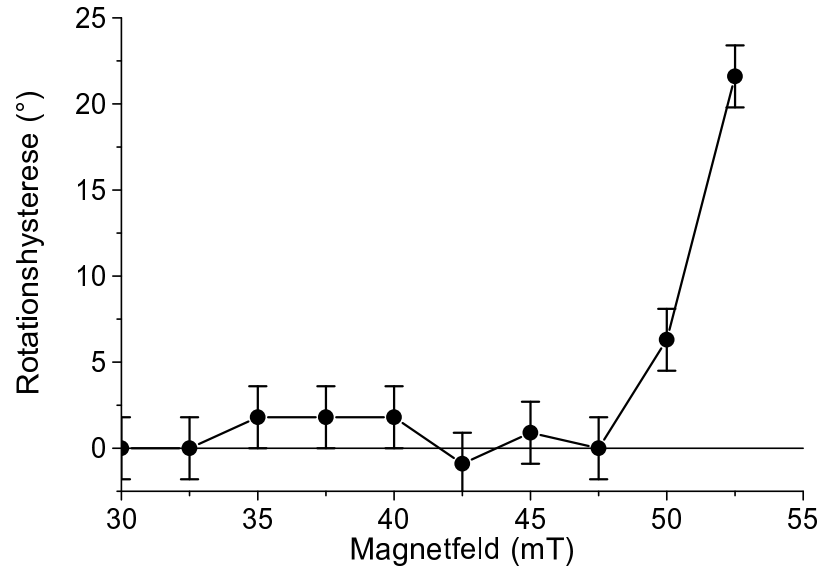


Abbildung 5.9: Abhängigkeit der Rotationshysterese der Probe (FeMn[20nm]CoFe[4nm]-Cu[3nm]CoFe[2nm]NiFe[10nm]) (siehe Abbildung 5.8) von der Magnetfeldstärke

Mit dieser linearen Hysterese ist bei der Ummagnetisierung wegen der damit verbundenen irreversiblen Prozesse eine Energiedissipation verbunden. Soeya *et al.* konnten im Falle eines rotierenden Magnetfeldes diese direkt messen. Diese Dissipation war maximal, wenn die Stärke des Magnetfeldes gleich dem Exchange-Bias war [Soe95]. Ernult *et al.* hingegen gelang der relativ direkte Nachweis der Rotation des Néelvektors im Antiferromagneten (NiO) [Ern02]. Beide Publikationen stützen somit die zuvor gemachte Interpretation.

5.8 Temperaturstabilität von Spin-Valve-Systemen

Das Temperaturverhalten des Exchange-Bias ist in zweierlei Hinsicht wichtig: Einerseits ist, wie schon zuvor erwähnt, das sogenannte "field-cooling" eine Möglichkeit, ein Spin Valve System magnetisch auszurichten. Für die Herstellung eines monolithischen Sensorsystems mit unterschiedlichen Referenzen, insbesondere eines Winkelsensors, ist dies sogar unverzichtbar. Ein Verständnis der zu Grunde liegenden Prozesse ist dabei hilfreich, insbesondere auch zum gezielten Optimieren der Schichtsysteme. Auf der anderen Seite werden die Stabilität eines solchen Sensors bei erhöhten Temperaturen und damit auch die mögliche Lager- und Arbeitstemperatur durch die Temperaturabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften begrenzt.

Wie schon in Abschnitt 4.3 gezeigt wurde, sind Schichtsysteme aus Co/Cu und Ni-Fe/Cu schon bei einer Kupferlagendicke von 2 nm relativ stabil gegenüber Korngrenzen-

Diffusion. Auch Ni/Cu-Legierungsbildung tritt unterhalb von 200 °C noch nicht signifikant auf. Wie im Folgenden gezeigt wird, ist in NiO- und FeMn-Systemen die Blocking-Temperatur das limitierende Element, die vom Antiferromagneten vorgegeben wird. Dies hat zu der Idee geführt, den natürlichen Antiferromagneten durch einen künstlichen Antiferromagneten aus antiferromagnetisch gekoppelten, ferromagnetischen Schichten zu ersetzen [Cof96, Ber99a]. Wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, beruht dies auf einer Fehleinschätzung der Funktionsweise eines solchen künstlichen Antiferromagneten. Die daraus gefertigten Sensoren zeigen zwar eine deutlich verbesserte Temperaturstabilität, die magnetische Ausrichtung wird jedoch schon bei relativ kleinen Magnetfeldern (≈ 25 mT) irreversibel gestört [Inf, Ber99a].

5.8.1 Temperaturstabilität eines NiO-Spinvalves

Abbildung 5.10 zeigt die bei Raumtemperatur aufgenommenen GMR-Meßkurven eines NiO-basierten Spin Valves (NiO[50nm]NiFe[10nm]Cu[2.5nm]NiFe[10nm]). Nach dem Alignment (1. Kurve) durch field-cooling (260°C, 1T, Feld in *positiver* Richtung), nach Anlegen eines Magnetfeldes von 1 T in *negativer* Richtung (2.Kurve) und nachdem bei unterschiedlichen Starttemperaturen (100 °C, 140 °C, 160 °C, 180 °C) ein field-cooling-Prozeß mit einem Magnetfeld von wiederum 1 T in negativer Richtung durchgeführt worden ist.

Bei Raumtemperatur zeigt sich kein Einfluß, obwohl hier das Magnetfeld um den Faktor 40 höher war, als das Maximalfeld der kommerziellen Sensoren [Inf]. Auf der anderen Seite zeigt sich schon bei 100 °C eine Veränderung der Kurve, die sich mit zunehmender Temperatur verstärkt, bei 160 °C ist die Ausrichtung ganz zerstört, bei 180 °C ist die Ausrichtung schon praktisch invertiert. Es existiert also keine klar definierte Grenztemperatur, bis zu der die Ausrichtung dem Magnetfeld komplett widersteht und danach vollständig zusammenbricht. Vielmehr erscheint das Ganze kontinuierlich abzulaufen.

5.8.2 Abhängigkeit von der NiO-Schichtdicke

Abbildung 5.11 zeigt den Temperaturverlauf des *normierten* Exchange-Bias für Schichtsysteme NiO[d]NiFe[5nm] mit $d=30,50,100$ nm. Die absoluten Werte des Exchange-Bias für die einzelnen drei Schichten weichen stark voneinander ab. Um den relativen Temperaturverlauf besser zu zeigen, wurden die Werte auf den jeweiligen Exchange-Bias bei niedrigen Temperaturen normiert. Um zudem den Einfluß von zufälligen Schwankungen zu reduzieren, wurden dazu der Mittelwert der ersten drei Werte von H_{EB} verwendet. Für diesen Mittelwert ergab sich dabei im einzelnen:

Schichtdicke	\bar{H}_{EB}
30	6.3 mT
50	16.9 mT
100	13.05 mT

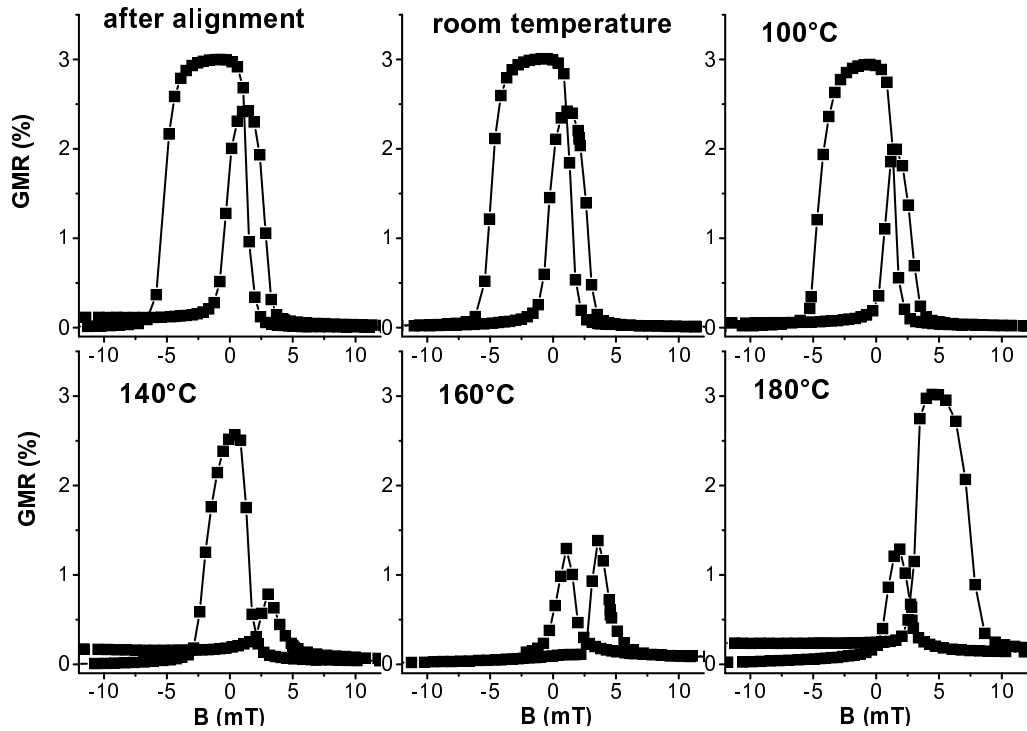


Abbildung 5.10: Stabilität eines NiO-basierten, einfachen Spin-Valve-System gegenüber einem field-cooling-Prozeß mit unterschiedlichen Starttemperaturen

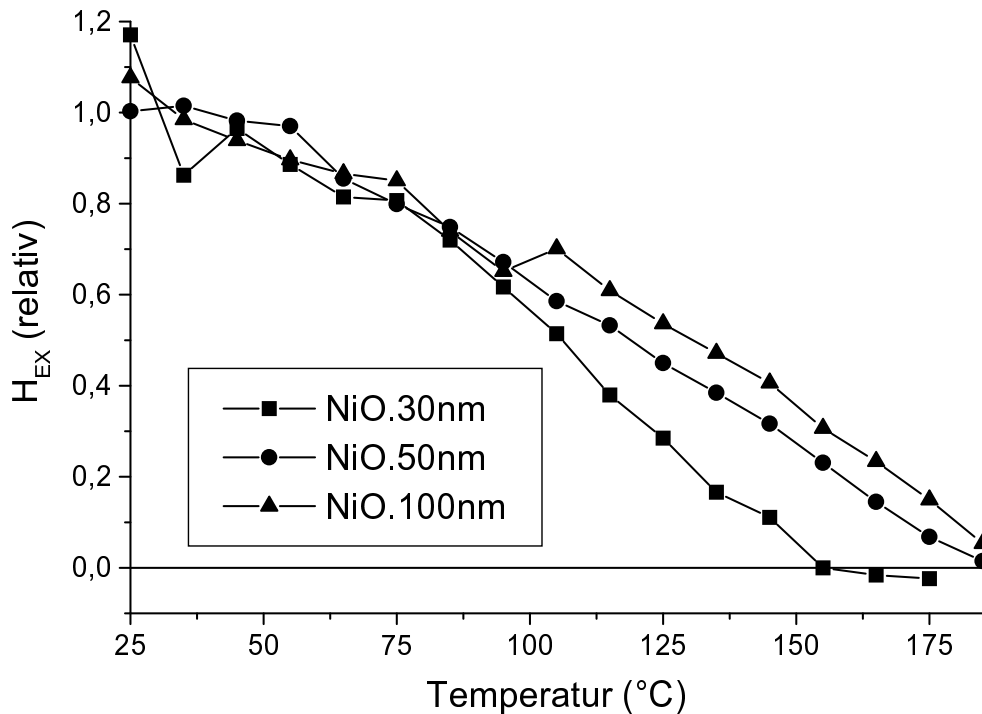


Abbildung 5.11: Temperaturabhängigkeit des normierten Exchange-Bias von NiO/NiFe-Systemen mit unterschiedlicher NiO-Lagendicke

Wieder ergibt sich eine Abnahme des Exchange-Bias bei der Steigerung von 50 nm auf 100 nm, wie schon vorher bei anderen Proben beobachtet werden konnte (Siehe Abschnitt 5.5). Es ist die gleiche Ursache zu vermuten: Eine Verschiebung der Textur von $\langle 111 \rangle$ zu $\langle 220 \rangle$ mit wachsender Schichtdicke. Die Schicht mit 30 nm NiO hat dennoch einen deutlich kleineren Exchange-Bias als die mit 50 nm. Durch das geringere Volumen ist die (lokale) Stabilität (\equiv freie Energie pro Flächeneinheit) der Anisotropien geringer – Es ist also leichter, die Ausrichtung des Néelvektors zu verändern. Es wird daher bei diesen Beschichtungsbedingungen eine optimale Schichtdicke mit maximalem Exchange-Bias zwischen 30 nm und 100 nm geben.

Für alle Schichtdicken ergibt sich ein nahezu linearer Verlauf des Exchange-Bias mit der Temperatur. Die Blocking-Temperatur, also die Temperatur bei der der Exchange-Bias verschwindet, steigt mit der Schichtdicke an. Es ist jedoch zu beobachten, daß dieser Anstieg von 30 nm zu 50 nm jedoch deutlich größer ist als von 50 nm zu 100 nm, obwohl die relative Schichtdickenzunahme im Vergleich dazu kleiner ist. Vergleichbare Proben mit einer NiO-Schichtdicke von nur 12 nm zeigten ein vergleichbares Verhalten, hier lag die Blocking-Temperatur sogar unter 0°C [deH].

Die Ursache für dieses Verhalten liegt im Folgenden begründet: Wird der Ferromagnet ummagnetisiert, versucht er, die Ausrichtung im Antiferromagneten mitzudrehen. In einem Fall ist die Anisotropie im Antiferromagneten stark genug, so daß lediglich eine Domänenwand parallel zur Grenzfläche erzeugt wird (Modell von Mauri [Mau87], siehe Abschnitt 1.3). Ist die Anisotropie jedoch nicht stark genug, die Ausrichtung stabil zu halten, wird sie bei der Ummagnetisierung des Ferromagneten mitgerissen, der Antiferromagnet neu ausgerichtet (Siehe dazu Abschnitt 'Rotationshysterese' 5.7). Entscheidend ist, ob die Breite der Domänenwand ($d \propto (A_A K_A)^{-0.5}$) noch in die Schicht paßt. Diese Breite wird mit steigender Temperatur größer, da Anisotropien und Steifigkeit abnehmen. Domänenwände, die in dünne Schichten nicht mehr passen, passen noch in dickere. Daher wächst die Blocking-Temperatur mit steigender Schichtdicke.

Für die kontinuierliche Abnahme des Exchange-Bias aller Schichtdicken mit der Temperatur sind zwei Hypothesen denkbar. Sowohl nach dem Modell von Mauri [Mau87] als auch von Malozemoff [Mal87, Mal88] ist der Exchange-Bias umgekehrt proportional zu der Domänenwanddicke, auch wenn die Autoren dieses Ergebnis auf unterschiedlichen Wegen erreichen (siehe Abschnitt 1.3). Die Ausrichtung des Antiferromagneten als solches wird in beiden Modellen übereinstimmend als stabil angenommen.

Eine andere Möglichkeit ist, daß man von einer Verteilung der Eigenschaften (Steifigkeit, Anisotropie, Volumen) ausgeht, da man es ja mit polykristallinen Proben zu tun hat. Das würde heißen, mit steigender Temperatur vergrößert sich der relative Anteil der Bereiche in der antiferromagnetischen Schicht, deren Ausrichtung bei der Ummagnetisierung einfach mitgedreht wird, während nur noch die Ausrichtung des Restes stabil bleibt. Wie weiter unten (Abschnitt 5.8.4) gezeigt wird ist dies die passende Hypothese.

Abbildung 5.12 zeigt zusätzlich die Temperaturabhängigkeit des Koerzitivfeldes (absolut) für die drei Schichten. Dieses nimmt mit steigender Schichtdicke zu – und mit steigender

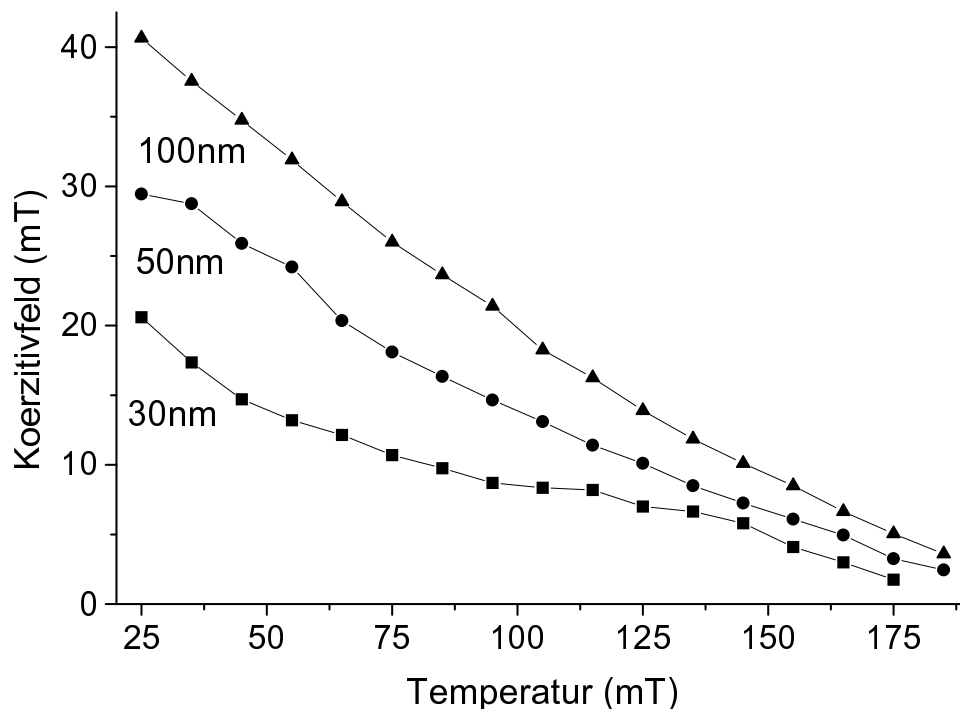


Abbildung 5.12: Temperaturabhängigkeit der Koerzitivfelder der Proben wie Abbildung 5.11

Temperatur näherungsweise linear ab, ist also in diesem Temperaturverhalten qualitativ vergleichbar mit dem Verlauf des Exchange-Bias. Dies ist auch verständlich: Nach der in Abschnitt 1.3.1 gemachten Hypothese haben der Exchange-Bias und die *induzierte* Koerzitivität dieselbe Ursache und unterscheiden sich nur durch die Eigenschaft der Grenzfläche (unkompensiert vs. kompensiert). Daher muß man auch eine solche, stark korrelierte Temperaturabhängigkeit von Exchange-Bias und Koerzitivität erwarten, wie sie hier erkennbar wird.

5.8.3 Weitere Materialkombinationen

Abbildung 5.13 zeigt Exchange-Bias und Koerzitivfeld einer Probe mit dem nominalen Schichtaufbau NiO[50nm]Co₈₀Fe₂₀[1.5nm]Cu[4nm], die Kupferschicht dient als Oxidationsschutz für die CoFe-Schicht. Hinter der Wahl des CoFe als Ferromagnet steckt die Frage, ob durch eine höhere Polarisation (näherungsweise gleichbedeutend mit höherer Magnetisierung) eine bessere Kopplung an den Antiferromagneten und somit eine höherer Exchange-Bias erreichen läßt. Die Antwort ist nein. Die magnetische Schichtdicke (Magnetisierung multipliziert mit physikalischer Schichtdicke) ist bei dieser dünnen CoFe-Schicht mit $t_M \approx 1.5\text{nm} * 1.5\text{T} = 2.25\text{Tnm}$ (Unter Verwendung der Sättigungsmagnetisierung des CoFe-Bulkmaterials) nur etwa halb so hoch wie bei den schon gezeigten

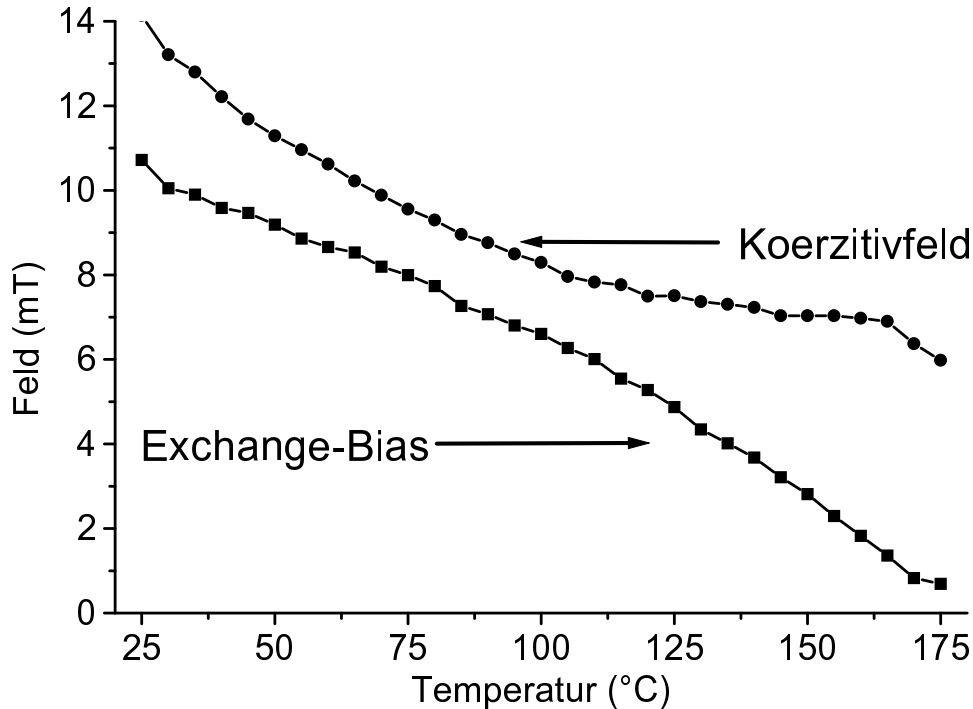


Abbildung 5.13: Temperaturabhängigkeit von Exchange-Bias und Koerzitivität in Abhängigkeit von der Temperatur im System NiO[50nm]-Co₈₀Fe₂₀[1.5nm]Cu[4nm]. (Die Kupferschicht dient als Oxidschutz)

Proben mit NiO[50nm]NiFe[5nm], also $t_M \approx 5\text{nm} * 1\text{T} = 5\text{Tnm}$, der Exchange-Bias ist mit 11.5 mT gegenüber 8.8 mT nur unwesentlich höher.

Die Theorie, insbesondere die für diese Proben am besten passende von Mauri [Mau87], (siehe Abschnitt 1.3) hätte auch keine Erhöhung des Exchange-Bias erwarten lassen. Dieser hängt demnach nur von den intrinsischen Eigenschaften des Antiferromagneten ab. *Aber:* Die Theorie setzt ohnehin eine ideale Kopplung zwischen Ferromagnet und Antiferromagnet von vornherein voraus. Eine höhere Polarisierung des Ferromagneten und eine dadurch verbesserte magnetische Kopplung des Ferromagneten an den Antiferromagneten würde nach den Theorien keine Veränderung erwarten lassen.

Der Temperaturverlauf in Abbildung 5.13 zeigt qualitativ das gleiche Verhalten, wie die Proben mit Permalloy als Ferromagnet und dergleichen NiO-Schichtdicke: Eine praktisch lineare Abnahme des Exchange-Bias mit der Temperatur, bis bei 175 °C die Blocking-Temperatur erreicht ist. Einen Unterschied gibt es bei dem Koerzitivfeld. Dies nimmt, wiederum korreliert mit dem Exchange-Bias, zunächst ebenfalls linear ab, diese Abnahme wird zu höheren Temperaturen hin jedoch geringer. Ursache dürfte die intrinsische Koerzitivität der CoFe-Schicht selbst sein und nicht die durch das NiO induzierte. Zum Vergleich: Bei im Laufe dieser Arbeit vermessenen Kobaltschichten liegt dieser Wert bei typischerweise 5 mT, bei Permalloy bei nur 0.1 mT.

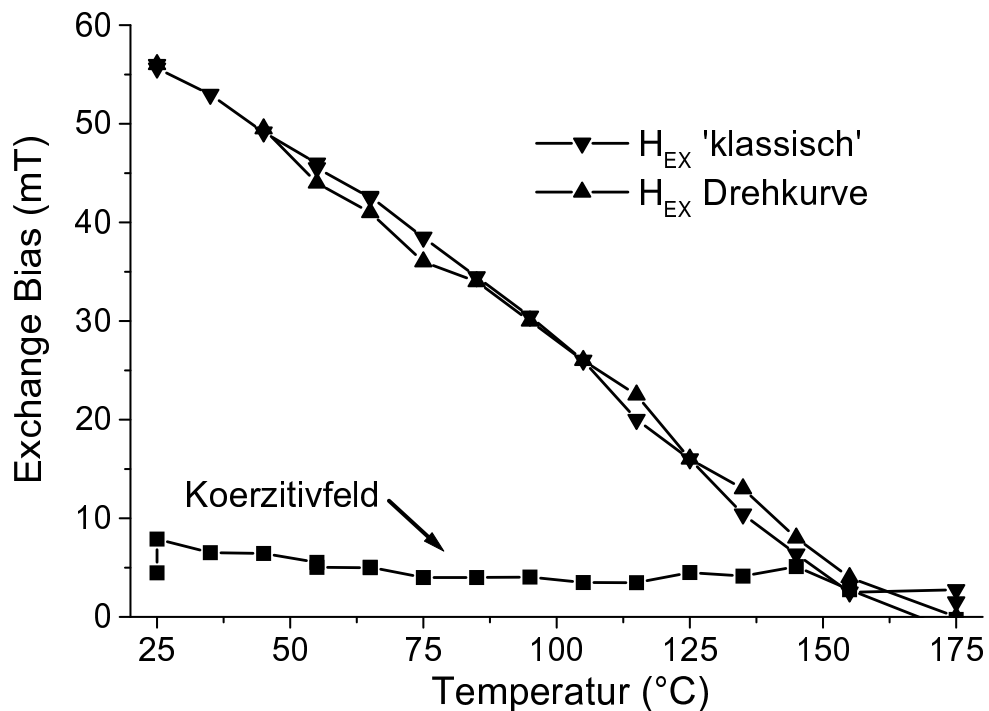


Abbildung 5.14: Temperaturabhängigkeit von Exchange-Bias und Koerzitivfeld eines FeMn-basierten Spin-Valves. Der Exchange-Bias wurde einerseits klassisch und andererseits durch die Methode aus Abschnitt 5.6 bestimmt

Im gesamten Bereich ist das Koerzitivfeld größer als der Exchange-Bias. Dies kann technologisch auch von Vorteil sein, wie weiter unten (Abschnitt 5.8.5) gezeigt wird.

Einen höheren Exchange-Bias kann man erreichen, wenn man FeMn als Antiferromagneten verwendet. Abbildung 5.14 zeigt die Temperaturabhängigkeit von Exchange-Bias und Koerzitivfeld des schon bekannten FeMn-basierten Spin-Valve Systems FeMn[20nm]-CoFe[4nm]Cu[3nm]CoFe[2nm]NiFe[10nm]. Zusätzlich zum 'klassischen Verfahren' wurde zu Demonstrationszwecken der Exchange-Bias aus dem Zusammenbrechen des Signals bei Drehkurven bestimmt, wie es in Abschnitt 5.6 beschrieben wurde. Wie sich zeigt, ergibt sich in beiden Fällen praktisch dieselbe Kurve. Im Ergebnis sind diese Methoden also gleichwertig.

5.8.4 Prozesse beim field-cooling

Mit der NiO/CoFe-Probe aus dem Abschnitt 5.8.3 konnten auch die Hypothesen in Abschnitt 5.8.2 getestet werden: Wird der Exchange-Bias kleiner, weil die Kopplung und Anisotropie im Antiferromagneten sich verringert, die Ausrichtung als solche aber erhalten bleibt, oder werden mit steigender Temperatur immer größere Teilbereiche des Antiferromagneten mit der Magnetisierung mitgedreht?

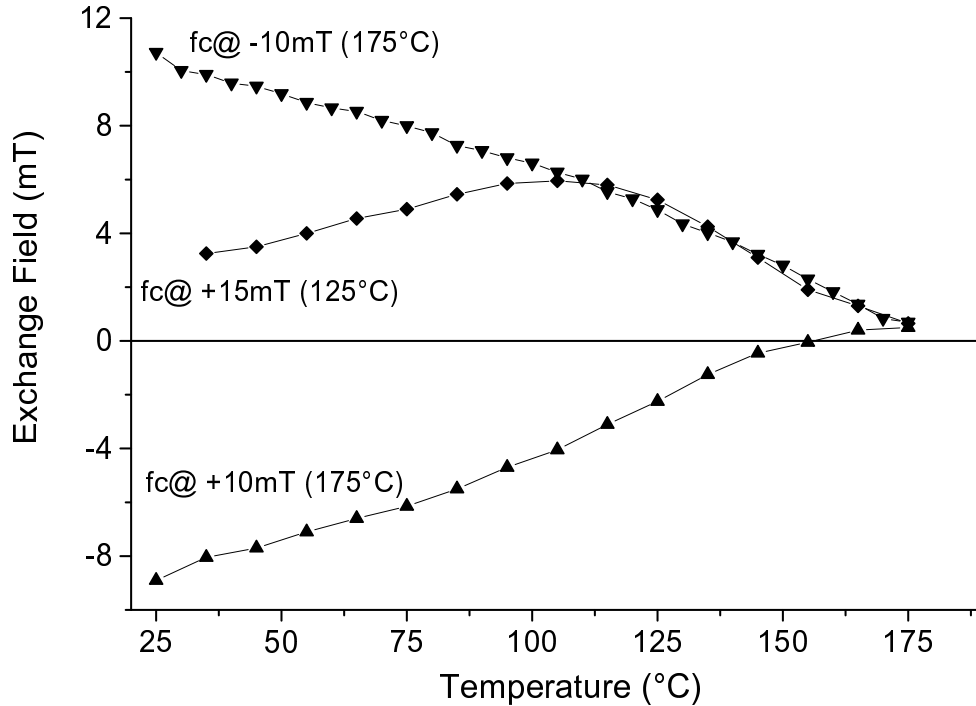


Abbildung 5.15: Exchange-Bias vs. Temperatur nach field-cooling-Prozessen mit unterschiedlicher Starttemperatur im System NiO[50nm]CoFe[1.5nm]-Cu[4nm]

Abbildung 5.15 zeigt die Temperaturabhängigkeit des Exchange-Bias derselben Probe, die bei unterschiedlichen Feldern und Starttemperaturen einem Field-Cooling-Prozess unterzogen wurde. Die Magnetfelder waren größer gewählt als die Summe aus Exchange-Bias und Koerzitivfeld, die sich in Abbildung 5.13 ablesen lassen. (Die Maximaltemperatur von 175 °C wurde vom Meßstand begrenzt, siehe Abschnitt A.1.4) Die ursprüngliche Ausrichtung der Probe war in Richtung positiver Felder.

Bei dem 'Versuch', die Ausrichtung mit einer Starttemperatur von lediglich 125 °C zu invertieren, zeigt sich ein interessantes Detail: Mit steigender Temperatur wird der Exchange-Bias nicht kleiner, wie bei den Messungen zuvor, sondern er wächst zunächst, bis er bei etwa 115 °C die ursprüngliche Kurve wieder erreicht und dieser ab da wieder folgt.

Dies ist so zu interpretieren, daß bei 125 °C schon ein Teil des Antiferromagneten seine (lokale) Blocking-Temperatur erreicht beziehungsweise überschritten hatte. Diese Bereiche konnten neu ausgerichtet werden. Wird die Probe erneut erwärmt und der Exchange-Bias gemessen, können die Bereiche, die zuvor neu orientiert wurden, jetzt aber wieder ihre (lokale) Blocking-Temperatur erreicht haben, die Magnetisierung nicht mehr stabilisieren. Bei 125 °C ist dann wieder der gleiche Zustand wie vor dem Start des field-coolings erreicht. Nur die Bereiche, die die ganze Zeit stabil geblieben sind, deren

Blocking-Temperatur also größer ist als die 125 °C, verursachen den Exchange-Bias, die anderen werden mit der Magnetisierung mitgedreht. Die zweite Hypothese in Abschnitt 5.5 ist also die zutreffende.

Die lineare Abnahme des Exchange-Bias wird also maßgeblich von einer (lokalen) Verteilung von Blocking-Temperaturen verursacht, und nicht von einem 'Aufweichen' des Antiferromagneten, der zu dickeren Domänenwänden und damit zu einem schwächeren Exchange-Bias führt. Letzteres mag vorhanden sein, ist jedoch nicht dominierend.

5.8.5 Braucht field-cooling ein Magnetfeld?

Es ist nicht zwangsläufig ein magnetisches Feld in der Abkühlphase des field-coolings nötig, auch wenn diese Bezeichnung etwas anderes suggeriert. Nach den in Abschnitt 1.3 beschriebenen theoretischen Grundlagen erfolgt die Ausrichtung des Antiferromagneten durch die Kopplung an die Magnetisierung des Ferromagneten, nicht an das magnetische Feld direkt. Das Feld selbst hat nur die Aufgabe, den Ferromagneten magnetisch zu sättigen. Ist dies nicht nötig, da die Koerzitivfeldstärke des Ferromagneten ausreichend hoch ist, muß das Feld beim field-cooling gar nicht vorhanden sein.

Den experimentellen Nachweis dieser Hypothese zeigt Abbildung 5.16. Es handelt sich wiederum um die NiO/CoFe-Probe, deren Eigenschaften aus den vorherigen Abschnitten schon bekannt ist. Insbesondere hat diese Probe die Eigenschaft, daß die Koerzitivfeldstärke stets größer ist als ein etwaiges Exchange-Bias (siehe Abbildung 5.13). Das heißt, eine Ummagnetisierung des Ferromagneten bleibt auch unterhalb der Blocking-Temperatur nach Abschalten des Magnetfeldes erhalten.

An dieser Probe wurde zweimal ein field-cooling durchgeführt. Einmal war das Feld (10 mT) während des ganzen Prozesses eingeschaltet, das zweite Mal wurde es schon vor Beginn des Abkühlprozesses auf Null gefahren, ohne den Nullpunkt zu überschreiten. Beide Kurven in Abbildung 5.13 zeigen näherungsweise den gleichen Exchange-Bias und den gleichen Temperaturverlauf. Es ist also tatsächlich nur die Magnetisierung für die magnetische Ausrichtung des Spin-Valves beim field-cooling entscheidend, nicht das externe, magnetische Feld.

Dieses Ergebnis hat für die Praxis eine große Bedeutung. Sensoren, die aus solchen Materialien gefertigt werden, bestehen typischerweise aus Elementen, die unterschiedlich magnetisch ausgerichtet sind. Es ist also nötig, das System *lokal* ausrichten zu können. Anstatt im field-cooling Prozeß für die ganze Zeit ein lokales Magnetfeld aufrecht zu erhalten, was wegen der zunehmenden Erwärmung der (kleinen) Spulen technisch schwierig wäre, würde man man in diesem Fall mit einem nur kurzzeitig angelegten Magnetfeld auskommen, wie es bei der Präparation der Sensoren der Firma Siemens schon großtechnisch praktiziert wird.

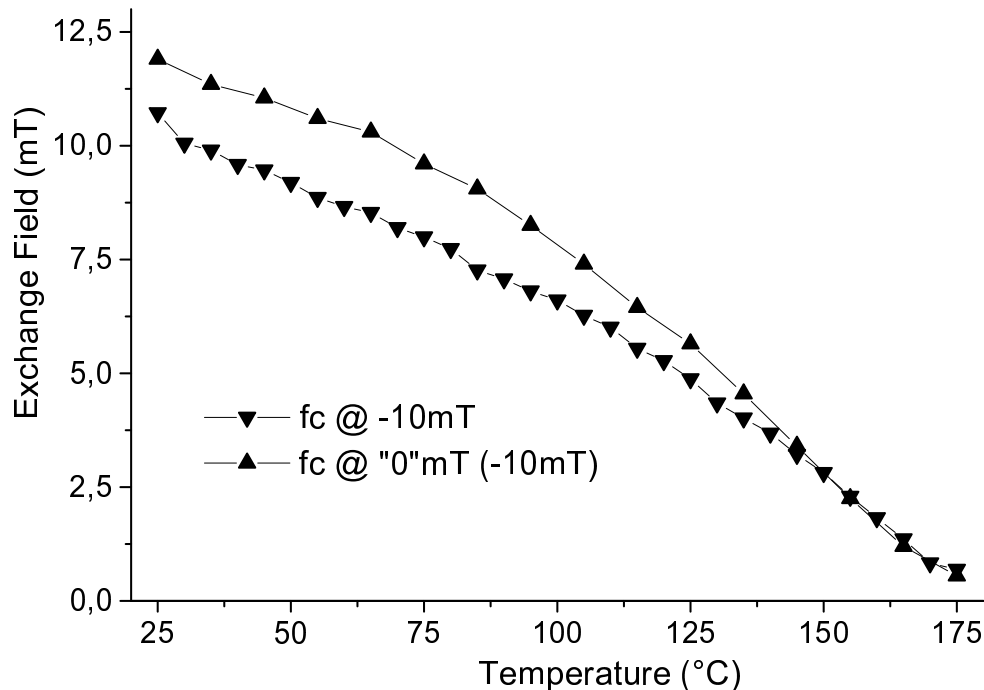


Abbildung 5.16: Temperaturabhängigkeit des Spin-Valve-Systems NiO[50nm]CoFe[1.5nm][Cu[4nm] nach field-cooling-Prozessen mit (fc@-10mT) und ohne (fc@0mT) externem Magnetfeld in der Abkühlphase

5.9 Resümee

Die hier untersuchten Spin-Valve Systeme auf NiO- und FeMn-Basis eignen sich grundsätzlich für den angestrebten Zweck eines Winkelsensors. Abstriche muß man hinsichtlich der Temperaturstabilität machen. Mit wachsender Temperatur nimmt der Exchange-Bias näherungsweise linear ab. Die Experimente zur thermischen Ausrichtung ('field-cooling') führen zu dem Schluß, daß diese Abnahme durch eine lokale Veränderung der Ausrichtung des Antiferromagneten hervorgerufen wird, die eingeprägte Referenz geht also lokal verloren.

So ist die Temperaturdifferenz zwischen Raum- und Blockingtemperatur nur weniger als bis zur Hälfte nutzbar, wenn die Sensorfunktion nicht zerstört werden soll. Für diese Materialien bedeutet dies eine maximale Arbeitstemperatur von etwa 80 °C, eine maximale Lagertemperatur (ohne Magnetfeld) von etwa 150 °C, für die Praxis durchaus akzeptable Werte. FeMn zeigt einen höheren Exchange-Bias, ist aber chemisch deutlich instabiler als NiO. Die Entscheidung zwischen beiden Materialien hängt daher von den Anforderungen an den Sensor und den Herstellungsprozessen ab.

Die Verwendung eines 'künstlichen Antiferromagneten' (AAF) erweitert den Einsatzbereich eines Sensors zu höheren Feldern auf Kosten der Signalqualität (THD). Auch hier kann daher keine generelle Empfehlung für oder wider der Verwendung eines AAF gegeben werden. Als sehr wichtig hat sich jedoch die Vermeidung korrelierter Rauigkeit der Schichten herausgestellt. Die daraus resultierende Néel-Kopplung hat einen starken Einfluß auf die Qualität des Sensorsignals.

Es gibt noch andere als die hier untersuchten Materialien (z.B. IrMn, PtMn und NiMn), die zwar keine neuen, grundsätzlichen physikalische Erkenntnisse, aber höhere Werte für Exchange-Bias und Blockingtemperatur erwarten lassen. Im Vergleich zu den im Silizium-Halbleiter-Prozeß üblichen Temperaturen ($\approx 350^\circ\text{C}$) liegen diese jedoch immer noch viel zu niedrig. Die größte Hürde für den Einsatz dieser Systeme liegt daher in der Integration in die etablierten Herstellungsverfahren der Halbleiterindustrie.

Die Firma Bosch, Kooperationspartner dieser Arbeit, wird in absehbarer Zeit einen Winkelsensor auf Basis solcher Systeme auf den Markt bringen. Die Kopplung zwischen Ferromagnet und Antiferromagnet sind auch für die Grundlagenforschung interessant. Weiterentwicklung der Methoden zur Untersuchung magnetischer Ober- und Grenzflächen werden vielleicht in Zukunft die direkte Beobachtung der Effekte ermöglichen, die in dieser Arbeit nur indirekt nachgewiesen werden konnten.

Zusammenfassung

Die Messung magnetischer Felder ist in der Sensorik von großem Interesse. Benötigt werden dazu physikalische Effekte, die magnetische Größen in elektrische Größen umsetzen. Ein interessanter Vertreter ist dabei der Riesenmagnetowiderstand (GMR). Systeme, die den GMR zeigen, sind Thema dieser Arbeit. Die untersuchten Systeme lassen sich grob in zwei Typen einteilen:

Multilagen bestehen aus einer großen Zahl (30-40) nominell identischer Doppellagen aus abwechselnd ferromagnetischem und nichtmagnetischem Metall. Durch Kopplung benachbarter ferromagnetischer Lagen richtet sich deren Magnetisierung ohne externes magnetisches Feld jeweils antiparallel aus. Diese Kopplung wird durch ein externes Feld überlagert. Die dadurch resultierende Änderung der **relativen** Orientierung der Magnetisierungen führt durch spinabhängige Streuung der Elektronen zu einer direkten Änderung des elektrischen Widerstandes. Solche Systeme reagieren also auf die **Stärke des externen Feldes**.

Spin-Valves besitzen im Grunde nur zwei durch Zwischenschicht ferromagnetischen Lagen mit unterschiedlichen Eigenschaften, auch wenn das konkrete System aus sehr vielen Lagen und Materialien bestehen kann. Die Sensorschicht soll ihre Magnetisierung dabei mit dem externen Feld mitdrehen, die Referenzschicht gerade nicht. Letzteres wird bei den hier untersuchten Systemen durch Kopplung an eine Pinningschicht erreicht, die aus einem antiferromagnetischen Material (NiO, FeMn) besteht. Der elektrische Widerstand variiert wie bei den Multilagen mit der relativen Orientierung der Magnetisierung der ferromagnetischen Lagen, so reagieren solche Systeme also auf die **Richtung des externen Feldes**.

Im Bereich der **Multilagen** wurden die Eigenschaften von Co/Cu-Schichtsysteme und Ni₈₀Fe₂₀/Cu-Systeme untersucht. Die Systeme zeigten eine starke Modulation des GMR mit der Kupferschichtdicke, die Maxima folgen in beiden Fällen derselben Formel $t_{\text{Cu,max}} = 0.9 \text{ nm} + n \times 1.2 \text{ nm}$. Dies bestätigt die theoretische Vorhersage, daß diese Periodenlänge von den elektronischen Eigenschaften der Zwischenlage (Cu) dominiert wird. Eine Abhängigkeit des GMR von der Kobaltschichtdicke, die von der Theorie her ebenfalls möglich ist, konnte hingegen nicht beobachtet werden.

Es wurden Schichten im ersten (n=0) und zweiten (n=1) Kopplungsmaximum präpariert und untersucht, im Co/Cu-System ließ sich zusätzlich das dritte Maximum präparieren.

Die maximal erreichten Widerstandsänderungen betragen im Co/Cu-System 41.1%/23.1% (1./2. Maximum) respektive 19.3%/12.4% im NiFe/Cu-System. Trotz des kleineren Signallhubes eignen sich jedoch NiFe/Cu-Systeme besser für die Sensorik, da sie eine sehr kleine Hysterese besitzen (≤ 0.2 mT.). Die höchste Sensitivität S (Widerstandsänderung pro Magnetfeld), die sich präparieren ließ, zeigte ein NiFe/Cu-System im 2. Maximum mit $S = 3.2\%/mT$ ($|\mu_0 H| \leq 1$ mT).

Die thermische Stabilität der Multilagensysteme wird durch Diffusion begrenzt. Die Diffusionsmechanismen im ersten (0.9 nm Cu) und zweiten (2.1 nm Cu) Kopplungsmaximum unterscheiden sich dabei grundlegend. Im zweiten Maximum ist der GMR von Co/Cu-Multilagen bis 340 °C stabil, der GMR von NiFe-Multilagen nimmt schon bei deutlich kleineren Temperaturen kontinuierlich ab. Kobalt löst sich bei dieser Temperatur nicht in Kupfer – im Gegensatz zu Nickel. Daher ist für den Zusammenbruch in NiFe/Cu-System Legierungsbildung als Ursache anzunehmen, bei Co/Cu hingegen Korngrenzendiffusion, die erst bei deutlich höheren Temperaturen einsetzt. Im ersten Kopplungsmaximum hingegen gibt es keinen signifikanten Unterschied der beiden Systeme. Der Zusammenbruch findet schon bei deutlich kleineren Temperaturen statt ($\approx 130^\circ C$), so daß hier im Gegensatz zu oben die Korngrenzendiffusion durch die relativ dünne Cu-Schicht als entscheidender Prozeß anzusehen ist.

Im Bereich der **Spin-Valves** kann man den Exchange-Bias durch die Annahme einer direkten Spin-Spin-Wechselwirkung von Antiferromagnet und Ferromagnet verstehen. In allen theoretischen Betrachtungen wird eine scharf definierte Grenzfläche zwischen den Materialien angenommen. Der Exchange-Bias der präparierten NiO-basierten Spin-Valves zeigt eine starke Abhängigkeit von der Textur der NiO-Schicht. Mit steigendem Prozeßgasdruck beim Sputtern verringert sich die $\langle 111 \rangle$ -Textur zugunsten einer $\langle 220 \rangle$ -Textur, was mit einer Abnahme des Exchange-Bias korreliert ist. Verstehen läßt sich dies mit dem 'Mauri'-Modell, das eine *auf atomaren Maßstab* glatte Grenzfläche annimmt und eine Existenz des Exchange-Bias nur bei einer unkompenzierten Grenzschicht ($\langle 111 \rangle$) voraussagt. Für eine kompenzierte Grenzschicht ($\langle 220 \rangle$) sagt das Modell hingegen eine erhöhte Koerzitivfeldstärke der angekoppelten, ferromagnetischen Schicht voraus, was auch beobachtet wird. Mit steigender NiO-Schichtdicke über 50 nm erhöht sich der Anteil der $\langle 220 \rangle$ -Textur, was ebenfalls zu einer Abnahme des Exchange-Bias führt.

Beim 'field-cooling'-Verfahren (Abkühlen in einem externen, magnetischen Feld) wird einer ferromagnetischen Schicht, die so an ein antiferromagnetisches Material gekoppelt ist, eine unidirektionale Anisotropie eingepreßt. Es zeigt sich, daß diese Anisotropie schon vor diesem Verfahren vorhanden ist und das Verfahren lediglich eine Neuorientierung innerhalb des Antiferromagneten bewirkt. Diese internen, irreversiblen Prozesse lassen sich indirekt durch eine Rotationshysterese nachweisen. Experimentell läßt sich zeigen daß beim 'field-cooling' nicht das externe Magnetfeld direkt, sondern der benachbarte Ferromagnet durch Kopplung diese Neuorientierung des Antiferromagneten bewirkt.

Mit steigender Temperatur zeigte sich eine näherungsweise lineare Abnahme des Exchange-Bias. Die Blocking-Temperatur, bei der der Exchange-Bias verschwindet, steigt mit

steigender NiO-Schichtdicke an und konvergiert gegen einen Wert von 175 °C. Bei allen untersuchten Schichtdicken zeigt der sich eine näherungsweise lineare Abnahme des Exchange-Bias mit steigender Temperatur. Als Ursache wird eine statistische Verteilung der Eigenschaften (Volumen, Anisotropiekonstanten etc.) der Körner der polykristallinen Probe angenommen. Qualitativ dieselbe Abhängigkeit von der Temperatur zeigt die (induzierte) Koerzitivität der ferromagnetischen Schicht. Diese starke Korrelation unterstützt die Theorie, die beide Effekte auf dieselbe Wechselwirkung zurückführt (Mauri-Modell).

Ein für diese Arbeit entwickeltes, phänomenologisches Modell zeigt, daß sich reale Spin-Valve-Systeme schon mit wenigen Parametern sehr gut beschreiben lassen. Zur quantitativen Charakterisierung von Winkelmeßkurven wurde die 'total harmonic distortion' (THD) als Verfahren aus der Elektrotechnik in diesen Bereich der Physik eingeführt.

Mit Hilfe des Modells wurde nachgewiesen, daß selbst eine schwache Kopplung zwischen Sensor- und Referenzlayer einen unerwartet starken Einfluß auf das Sensor-Signal hat. Auch die Wirkungsweise eines sogenannten 'künstlichen Antiferromagneten' (AAF) zur Erhöhung der Exchange-Bias (H_{EB}) kann direkt aus diesem Modell abgeleitet werden: Eine (antiparallele) Kopplung an eine andere ferromagnetische Schicht hat formal den gleichen Effekt wie die Kopplung an den Antiferromagneten. Die Abhängigkeit von der magnetischen Schichtdicke zeigt zusätzlich, daß eine Kompensation der magnetischer Momente der Schichten im AAF keinen prinzipiellen Vorteil bringt.

Publikationen (Stand Februar 2003)

M. Hecker, J. Thomas, **D. Tietjen**, S. Baunack, C.M. Schneider, A. Qiu, N. Cramer, R.E. Camley and Z. Celinski

Changes of structural, transport and magnetic properties of Co/Cu Multilayers during temperature treatments

Journal of Physics D : Applied Physics (submitted)

S. Groudeva-Zotova, D. Elefant, R. Kaltofen, **D. Tietjen**, J. Thomas, V. Hoffman, and C.M. Schneider

Magnetic and Structural Characteristics of Exchange Biasing Systems Based on NiMn Antiferromagnetic Films

Journal of Magnetism and Magnetic Materials (accepted)

M. Hecker, **D. Tietjen**, H. Wendrock, C.M. Schneider, N. Cramer, L. Malkinski, R.E. Camley, and Z. Celinski

Annealing effects and degradation mechanism of NiFe/Cu GMR multilayers

Journal of Magnetism and Magnetic Materials 2002, Band 247, Seite 62

D. Elefant **D. Tietjen**, R. Schäfer, D. Eckert, R. Kaltofen, M. Mertig and C.M. Schneider

High-field magnetoresistance, giant magnetoresistance, and superparamagnetism in Co/Cu multilayers

Journal of Applied Physics 2002, Band 91, Seite 8590

M. Hecker, **D. Tietjen**, C.M. Schneider, N. Cramer, I. Malkinski, R.E. Campley and Z. Celinski

Thermal stability and degradation mechanism of NiFe/Cu GMR multilayer systems

Journal of Applied Physics 2002, Band 91, Seite 7203

D. Tietjen, D. Elefant, and C.M. Schneider

Rotation Angle Sensors Based On Spin Valve Structures – A Modeling Approach

Journal of Applied Physics 2002, Band 91, Seite 5951

M. Hecker, W. Pitschke, **D. Tietjen** and C.M. Schneider

X-ray diffraction investigations of structural changes in CO/Cu multilayers during annealing

Thin Solid Films 2002, Band 411, Seite 234

D. Elefant, **D. Tietjen**, L. van Loyen, I. Moench, and C.M. Schneider

Dominant Role of the Size Effect for Saturation Resistivity and Giant Magnetoresistance in Co/Cu Multilayers

Journal of Applied Physics 2001, Band 89, Seite 7118

M. Hecker, **D. Tietjen**, D. Elefant C.M. Schneider, A.Qiu, N. Cramer, R.E. Camley, and Z. Celinski

Thermally Activated Deterioration Processes in Co/Cu Gmr Multilayers

Journal of Applied Physics 2001, Band 89, Seite 7113

L. van Loyen, D. Elefant, **D. Tietjen**, C.M. Schneider, M. Hecker, and J. Thomas

Annealing of Ni₈₀Fe₂₀/Cu and Co/Cu Multilayers

Journal of Applied Physics 2000, Band 87, Seite 4852

M. Hecker, **D. Tietjen**, F. Prokert, N. Schell, and C.M. Schneider

Investigation of Co/Cu/NiFe-Multilayers by X-Ray Reflectometry and Diffraction

Mikrochimica Acta 2000, Band 133, Seite 239

Eingeladener Vortrag

D. Tietjen

Simulation magnetischer Multischichtsysteme

Robert Bosch GmbH, Gerlingen, 24.10.2001

Eigene Konferenzbeiträge

D.Tietjen, D. Elefant, S. Zotova, R. Kaltofen und C.M. Schneider

Charakteristika von Spin-Valve-Systemen (Poster)

DPG Frühjahrstagung 2001

D.Tietjen, D. Elefant, S. Zotova, R. Kaltofen und C.M. Schneider

Preparation and magnetic properties of spin valve systems based on NiO and their practicability in angle sensors (Poster)

European Conference of Magnetic Sensors and Actuators (EMSA) 2000

D.Tietjen, L. van Loyen, D. Elefant, R. Kaltofen, S. Zotova und C.M. Schneider

Eigenschaften von Spin-Valve-Systemen mit natürlichen Antiferromagneten (Vortrag)

DPG Frühjahrstagung 2000

D.Tietjen, L. van Loyen, D. Elefant und C.M. Schneider

Riesenmagnetowiderstand in Fe_{0,2}Ni_{0,8}/Cu- und Co/Cu-Multilagen (Vortrag)

DPG Frühjahrstagung 1999

A Meßstände

A.1 MOKE Meßstand

Zur Messung der Magnetisierung wurde der magnetooptische Kerreffekt [Ker77] verwendet. Den schematischen Aufbau des Meßstandes zeigt Abbildung A.1. Er entspricht der Konfiguration aus [Osg97] (der allerdings keinen Laser sondern monochromatisiertes Licht einer Lampe verwendete) und dem vorgeschlagenen Aufbau in [Bad77] (fig. 7) zur Messung des zirkularen Dichroismus.

Das schon teilpolarisierte Licht eines Laser mit einer Wellenlänge von 635 nm wird durch einen Polarisator geschickt, um vollständig polarisiertes Licht zu erhalten. Zur Modulation wird ein photoelastischer Modulator mit $\omega = 2\pi \cdot 50$ kHz verwendet. Dieser wandelt das linear polarisierte Licht in (teilweise) links- und rechtspolarisiertes Licht um. Durch die unterschiedliche Reflektivität magnetischer Proben für links- und rechtspolarisiertes Licht (siehe weiter unten) ergibt sich eine Modulation der Lichtintensität [Bad77] von:

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{2} 10^{-\bar{A}} [2 - \Delta A(\lg e) j_1(\phi_M) \sin \omega t + \dots] \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist $\bar{A} = (A_L + A_R)/2$ der Mittelwert der Absorption für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht $\Delta A = A_L - A_R$ deren Asymmetrie. $J_1(\phi_M)$ ist der Wert der Besselfunktion erster Ordnung in Abhängigkeit vom 'Modulationswinkel' ϕ_M . Der Effekt ist also am größten, wenn das Maximum dieser Funktion (105°) gewählt wird und nicht die vollen 180° .

Mit Hilfe eines Lock-In-Verstärker wird dieses mit ω modulierte Signal gleichgerichtet und verstärkt. Die Integrationszeit des Lock-In-Verstärkers (30 ms) wurde dabei deutlich kleiner als die Zeit zwischen zwei Meßpunkten (≈ 800 ms) gewählt. Eine längere Integrationszeit könnte zwar das Signal/Rausch-Verhältnis verbessern, jedoch hätte das Ausgangssignal dem Kerrsignal nicht immer sicher folgen können.

Das Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers ist proportional zur Elliptizität des Kerr-effektes, da als Referenzsignal die Modulationsfrequenz gewählt wurde. Der zusätzliche Polarisationsfilter (Analysator) im Strahlengang wäre eigentlich überflüssig, da er – für linear polarisiertes Licht auf Auslöschung eingestellt – links- wie rechtspolarisiertes Licht gleichermaßen durchläßt. Jedoch blockt er einen vorhandenen linear polarisierten Anteil ab, so daß die Dynamik des Photodetektors und der Eingangsstufe des Lock-In-Verstärkers voll ausgenutzt werden konnte.

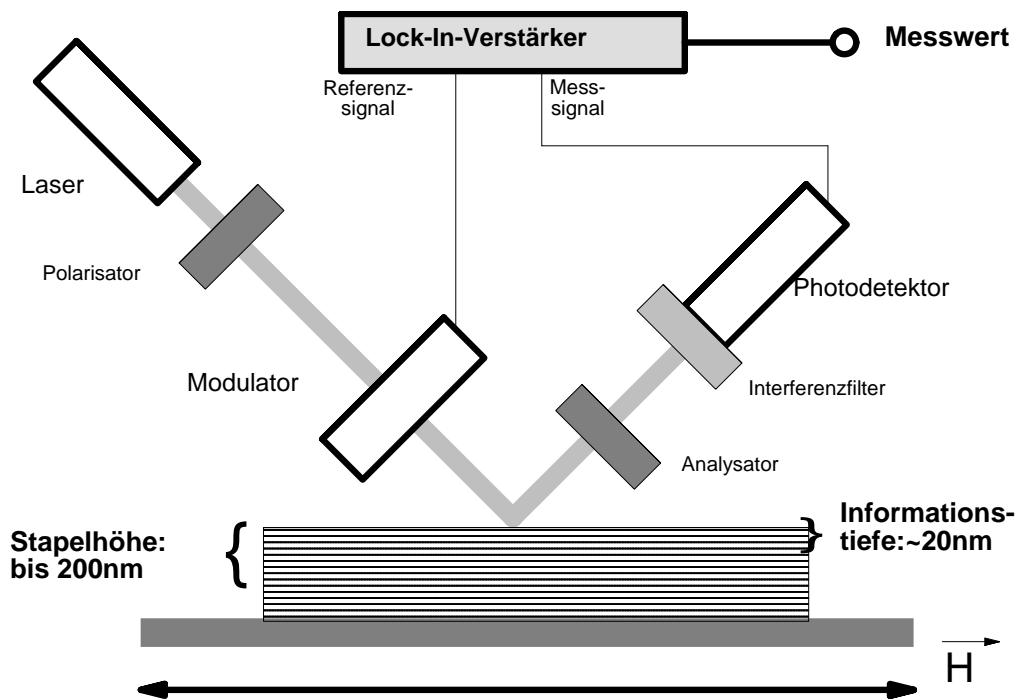


Abbildung A.1: Schematischer Aufbau des Mokemeßstandes

Zudem ermöglicht ein solcher Analysator die Messung des Kerrwinkels, wenn als Referenzsignal 2ω verwendet wird. Hier detektiert der Lock-In-Verstärker eine Phasenverschiebung in der Modulation der Lichtintensität, wenn die Polarisations Ebene in Bezug auf den Analysator gedreht wird. Bei diesem Aufbau hat sich jedoch gezeigt, daß diese Meßmethode ein geringeres Signal und damit ein schlechteres Signal/Rauschverhältnis bietet.

Kerrwinkel und -elliptizität sind jedoch nicht unabhängig voneinander. Für die Beobachtungen der Ummagnetisierungsprozesse genügte es daher, allein die Verwendung der oben genannte Methode (mit ω) zu verwenden.

Probeweise wurde auch einmal eine (nichtmagnetische) Kupferschicht gemessen. Sie zeigte außer dem unvermeidlichen Rauschen keinerlei Signal. Somit ist sichergestellt, daß ein etwaiges Signal tatsächlich vom Magnetismus der Probe verursacht wird und nicht durch Wechselwirkung des Meßstandes mit dem Magnetfeld.

A.1.1 Hintergrund: Kerreffekt

Ursache für den Kerreffekt ist die Spin-Bahnkopplung und die daraus resultierende Bandaufspaltung, die zu einer Abhängigkeit der Licht-Absorption von der Polarisierung des Lichtes (links-, rechts-zirkular) führt. Die Dipolauswahlregeln für *zirkular polarisiertes* Licht lauten:

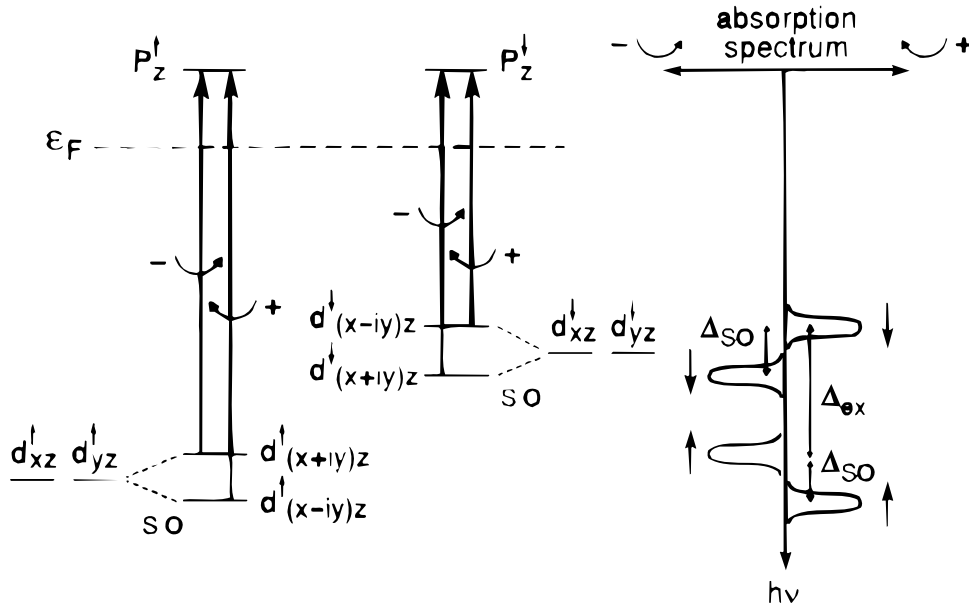


Abbildung A.2: Illustration zum magnetischen Dichroismus im Ferromagneten. Links sind mit der Dipol-Auswahlregel verträgliche optische Übergänge für links und rechts zirkular polarisiertes Licht eingezeichnet für Elektronen mit Spin \uparrow und Spin \downarrow . Rechts ist das resultierende Spektrum für links- bzw. rechts-polarisiertes Licht dargestellt. Aus [Vol99]

$$\Delta l = \pm 1, \Delta m_l = \pm 1, \Delta m_s = 0$$

In Abbildung A.2 sind die Übergänge von $d_{xy,yz}$ -Niveaus ins p_z -Niveau gezeigt. Durch die Spin-Bahnkopplung (S.O. = Spin-Orbit) spalten diese Orbitale um Δ_{SO} auf. Zusätzlich sind die Energien *im Ferromagneten* um die Austauschenergie Δ_{ex} verschoben.

Bei elektrischen Dipolübergängen bleibt die Spinorientierung erhalten. Die Termschemata für die Absorption sind also für beide Spinorientierungen vollständig getrennt. Dies führt zu einer asymmetrischen Absorptionsschema für links- und rechts-zirkular polarisiertes Licht (Abbildung A.2 rechts). Dies ist vom Prinzip dergleiche Mechanismus wie beim zirkularen magnetischen Dichroismus mit Röntgenstrahlung (XMCD), nur sind hier die Energien und damit das Absorptionsschema anders. Diese Verknüpfung der Absorption mit der Spinorientierung und damit mit der Magnetisierung der Probe wird bei der Messung ausgenutzt.

A.1.2 Photodetektor

Um die volle Kontrolle über die Eigenschaften des Photodetektors zu haben, wurde er für diese Arbeit speziell entworfen. Die verwendete Schaltung (Abbildung A.3) ist dabei recht einfach, bietet aber diverse Vorteile:

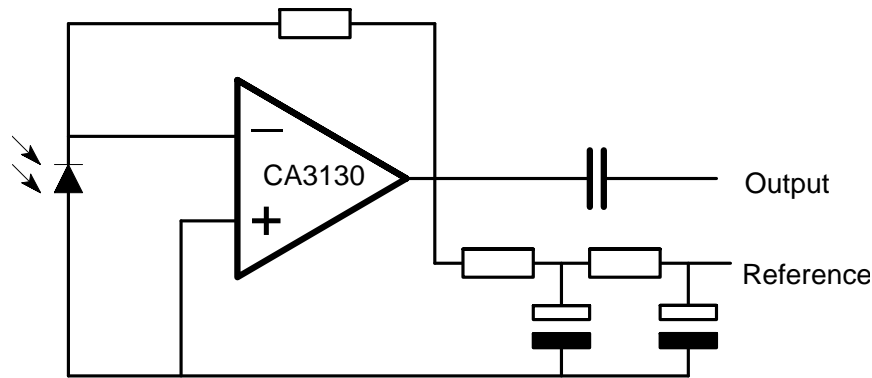


Abbildung A.3: Schaltplan des Photodetektors

- Die Photodiode wird praktisch spannungslos betrieben und nicht in Sperrichtung wie üblich. Die Ausgangsspannung ist daher direkt proportional zum Photostrom - ohne Offsetprobleme durch den (temperaturabhängigen) Sperrstrom.
- Der verwendete OpAmp CA3140 hat einen sehr großen Eingangswiderstand ($\approx 1.5 \cdot 10^{12} \Omega$), kann mit einer asymmetrischen Spannungsversorgung arbeiten und verbraucht nur wenig Strom ($\approx 1.5 \text{ mA}$), so daß dieser mit einem einzelnen 9V-Akku eine lange Meßzeit möglich ist.
- Die Verstärkung kann durch Wahl des Widerstandes R optimal angepaßt werden. Es wurden mehrere Widerstände eingebaut, die durch Jumper ausgewählt wurden. So konnte die Verstärkung angepaßt werden. Auf ein Potentiometer wurde wegen der Gefahr von mechanischen Kontaktproblemen bewußt verzichtet.
- Durch eine möglichst kleine Fläche der Photodiode kann der Frequenzbereich und das Signal/Rauschverhältnis optimiert werden.
- Ein Interferenzfilter, der das Tageslicht größtenteils aus der Photodiode heraushält, konnte direkt in das Gehäuse integriert werden.
- Der Ausgang wurde von der Gleichspannung entkoppelt, um den Lock-In-Verstärker nicht damit zu belasten. Zusätzlich gibt es einen Gleichspannungsausgang für die Justage der Probe. Dieser läßt durch einen zweifachen RC-Tiefpaß (Grenzfrequenz: 0.5 Hz) kaum externe Störungen herein.

Die Verwendung einer (internen) Batterie statt eines (externen) Netzteils ist unbedingt anzuraten, um sich über die Stromversorgung keine Störungen durch das überall vorhandene 50 Hz-Signal einzufangen. Dies können durch die konstante, relative Phasenlage nicht durch den Lock-In herausgefiltert werden.

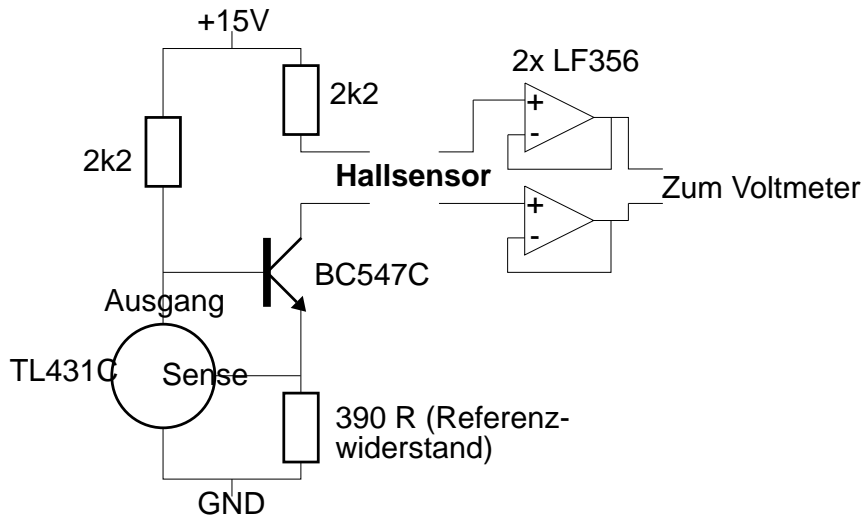


Abbildung A.4: Schaltplan Stromquelle Hallsensor

A.1.3 Magnetfeldmessung

Die Messung des Magnetfeldes wurde mit Hilfe eines Infineon KSY44 Hallensors realisiert. Dieser zeigte im Vergleich zum zuvor verwendeten Typ KSY14 eine deutlich kleinere Drift in der Hallspannung. Zur Versorgung des Sensors wurde von mir die in Abbildung A.4 gezeigte Schaltung aufgebaut. Die Spannungsreferenz TL431 hat eine extrem kleine Temperaturdrift von 30ppm/K. Die Temperaturdrift des Transistors wird mit dem reziproken Wert seiner Gleichstromverstärkung skaliert, so daß die Temperaturdrift der Gesamtschaltung im wesentlichen von dem Referenzwiderstand abhängt.

Die beiden Operationsverstärker sind als Spannungsfolger geschaltet und sorgen mit ihrem extrem hohen Eingangswiderstand von $\approx 10^{12}\Omega$, daß die Hallspannung näherungsweise stromlos und damit verfälschungsfrei gemessen werden kann. Der Offset der Operationsverstärker wird bei der Eichung des Magnetfeldes mit herausgerechnet.

Diese Stromversorgung wurde für verschiedene Hallensoren eingesetzt, für jeden Hallensor wurde jeweils eine Magnetfeld-Hallspannungskurve (Beispiel Abbildung A.5) mit Hilfe eines kommerziellen Magnetfeldmeßgerätes (Typ, Auflösung 0.1 mT) am Probenort aufgenommen und so Offset und Hallwiderstand bestimmt. Die Sensoren zeigen im Rahmen der Meßgenauigkeit eine sehr gute Linearität. Bei regelmäßigen Nachjustagen zeigte sich nur beim Typ KSY14 eine signifikante Drift mit der Zeit.

Um eine möglichst gute Messung *am Probenort* zu ermöglichen, befinden sich die Sensoren direkt unter der Probe mit etwa 2 mm Abstand.

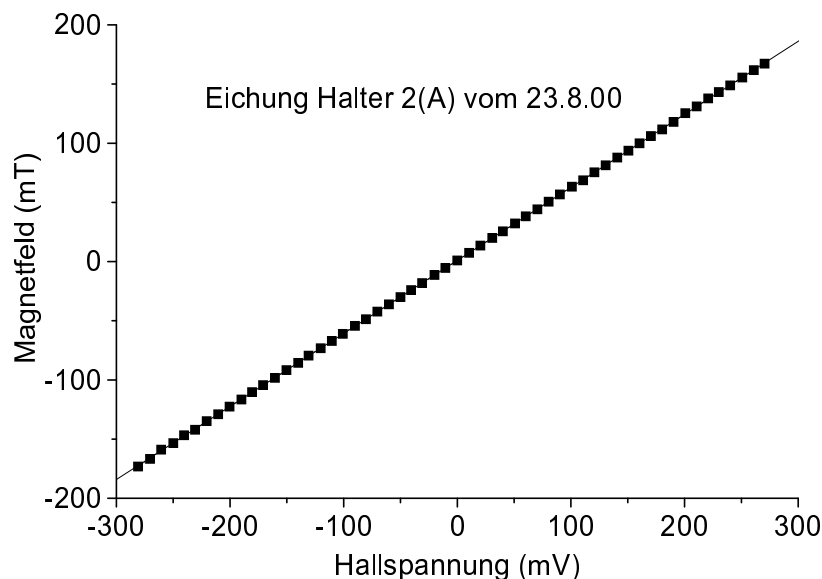


Abbildung A.5: Hallspannung vs. externes Magnetfeld des KSY44 mit Stromversorgung aus Abbildung A.4

A.1.4 Heizung

Als Heizung werden zwei in Reihe geschaltete Widerstände (je 10Ω) in einem Keramikgehäuse verwendet, die typischerweise für Frequenzweichen im Lautsprecherbau verwendet werden und daher eine sehr niedrige Selbstinduktivität besitzen. Durch den Aufbau, je ein Widerstand links und rechts von der Probe, und eine entsprechende Führung des Stromes, sollten sich die erzeugten Magnetfelder am Probenort näherungsweise wegheben. Messungen am Probenort zeigten dann auch bei Maximalstrom (1.2 A) im Meßgerät keine Veränderung des Magnetfeldes, dies war damit also kleiner als 0.1mT.

Die Wärme wird durch eine 1 mm dicke Aluplatte verteilt. An dieser ist ein PT1000 Platin-Meßwiderstand mittels Leitsilber wärmemäßig angekoppelt. Die Heizung wurde mit diesem Widerstand und einem Temperaturregler auf die vorgegebene Temperatur gebracht. Der Temperaturregler wurde vom Meßrechner gesteuert. Die dazu notwendige Software wurde im Laufe dieser Arbeit entwickelt und erlaubt die automatische Ausführung auch umfangreicher Meßreihen.

Die maximale Heizleistung von 25 W reicht aus, um Temperaturen bis etwa $210 \text{ }^\circ\text{C}$ zu erreichen. Höhere Temperaturen sind wegen des dort angebrachten Hallsensors ohnehin nicht angeraten, da dessen Temperatur $185 \text{ }^\circ\text{C}$ laut Datenblatt nicht überschreiten soll.

A.2 Drehmeßstand

Zur Messung des Magnetowiderstandes wurde ein zweiter Meßstand aufgebaut. Mit vier Kontaktiernadeln in einer Reihe und einem Abstand von 5 mm sowie einem Keithley 2000 Multimeter wurde eine Vierpunktmessung realisiert. Dabei wurde die interne Stromquelle des Multimeters verwendet, der kleinste Meßbereich war 100 Ω .

Heizung und Magnetfeldmessung wurden genauso wie beim oben beschriebenen MOKE-Meßstand realisiert. Dabei war der Hallsensor ebenfalls ca. 2 mm unter der Probe in der (statischen) Achse aus Messing untergebracht, die den Drehteller lagert.

Zur Drehung wurde ein Direktantrieb durch einen Schrittmotor verwendet. Der Schrittmotor hat eine Auflösung von 200 Schritten / Umdrehung. Durch die Verwendung von Halbschritten war eine minimale Auflösung von 0.9° möglich. Es wurde bewußt auf die Verwendung eines mechanischen Getriebes verzichtet, um die damit möglicherweise verbundenen, mechanische Probleme (z.B Schlupf) zu vermeiden.

Die Winkelabweichung bei Vollsritten des gewählten Schrittmotors selbst beträgt laut Datenblatt maximal 5% (nicht kumulierend bei mehreren Schritten). Umgerechnet ist dies ein Fehler von 5.4 ' und damit vernachlässigbar.

B Aufbau eines Demonstrators

Im Laufe dieser Arbeit wurde ein Demonstrator aufgebaut, um die Funktionsweise eines möglichen Winkelsensor interessierten Leuten vorführen zu können. Gleichzeitig dient er auch als Referenzinstallation, um zu zeigen was man von einem solchen System erwarten kann. Dies betrifft auch die Kostenseite. Es wurde mit leicht verfügbarer und möglichst preiswerter Hardware (8-bit ADC, 8-bit Mikrocontroller) ein autarkes, funktionsfähiges System erstellt, das zudem mit einer einzigen 5 V Stromversorgung auskommt. Die Anbindung eines PCs über eine RS232 Schnittstelle eröffnet weitere Möglichkeiten, die Funktionsweise eines GMR-Winkelsensors zu erklären.

B.1 Beschaltung der Sensoren

Als Sensor Material wurde ein PtMn basiertes einfaches Spin Valve System (ohne künstlichen Antiferromagneten) verwendet. Die magnetische Ausrichtung war bereits bei der Beschichtung durch ein angelegtes Magnetfeld definiert worden. Der Sensor selbst besteht aus vier einzelnen Streifen, die entsprechend der notwendigen Referenz aus dem Wafer geschnitten wurden.

Die Streifen waren unstrukturiert und mittels Bonding kontaktiert. Daraus resultiert ein relativ kleiner Widerstand (etwa 100Ω , kommerzielle Sensoren haben typischerweise einige $10k\Omega$), der in der Größenordnung des Übergangswiderstandes der Kontakte liegt. Daher war eine Vierpunktmessung dringend geboten. Des Weiteren war wegen des kleinen Widerstandes und des daraus folgenden kleinen Signalhubes eine nachfolgende Spannungsverstärkung notwendig.

Da die Streuung der Widerstände der einzelnen Streifen sehr groß war (etwa Faktor 2), mußte der Bias-Strom für jedes Element einzeln einstellbar sein.

Gelöst wurden alle diese Probleme mit einer 'floating ground' Vierpunktmessung dessen Schaltplan in Abbildung B.1 gezeigt ist. Dieser wurde viermal, für jeden Streifen einmal, aufgebaut.

Durch die Stromquelle wird der Spannungsabfall zwischen den beiden mittleren Punkten eingestellt. Der Operationsverstärker sorgt dafür, daß der untere Spannungsabgriff auf einem konstanten Potential (für alle Streifen gleich) gehalten wird, indem das Potential am unteren Stromanschluß ('ground') entsprechend geregelt wird. Bei einer üblichen Vierpunktmessung würde dieser Anschluß hingegen auf festem Potential liegen.

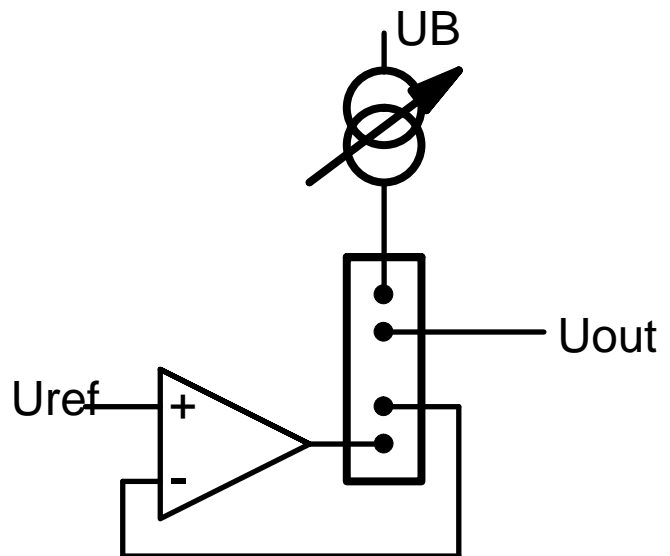


Abbildung B.1: Beschaltung der Sensorelemente mit einer 'floating ground' Vierpunktmessung.

Diese Art der Beschaltung beinhaltet zwei zusätzliche Vorteile:

- Da der eine Abgriff der Spannungsmessung auf festem Potential liegt, reicht die Messung des Potentials des anderen Kontaktes aus, um eine vollwertige Vierpunktmessung zu erhalten. Dies halbiert den nachfolgenden Aufwand für Verstärker und Analog-Digital-Wandler.
- Des weiteren ermöglicht diese Beschaltung die Anhebung des mittleren Potentials in Bezug auf die Betriebsspannung UB. Dadurch braucht der nachfolgende Verstärker keine negative Spannung, um den Signalhub vergrößern zu können. Man kommt mit einer positiven Betriebsspannung aus. Als Operationsverstärker wurde der Typ LM324 verwendet, der nicht nur preisgünstig ist, sondern auch speziell für asymmetrische Spannungsversorgung ausgelegt ist.

B.2 Das CORDIC-Verfahren

Der Sensor liefert gleichzeitig zwei Signale, die proportional zum Sinus respektive Cosinus des Winkels zwischen Magnetfeld und Sensor sind. Um den Winkel als Wert zu erhalten, muß man 'nur' den Arcus-Tangens dieser Werte berechnen. Typischerweise verwendet man dafür eine in einem Compiler implementierte Funktion, die intern als eine Reihenentwicklung implementiert ist, wie man sie in jeder Formelsammlung findet. Mit der Speicher- und Rechenleistung heutiger Personalcomputer ist dies auch kein Problem, aber wenn aus Kostengründen deutlich weniger leistungsfähige Prozessoren eingesetzt werden müssen, sieht die Sache anders aus.

Daher hat man sich an ein Verfahren mit Namen CORDIC¹ erinnert, das in den fünfziger Jahren für Ortungsverfahren der amerikanischen Marine erfunden worden ist. Mathematisch ist es sehr interessant, deshalb sei es hier kurz hergeleitet:

Die Grundidee dabei ist, daß die Koordinaten (x,y) einen Vektor beschreiben, dessen Winkel man bestimmen möchte. Es geht also um eine Umwandlung von kartesischen in polare Koordinaten. Dies läßt sich bewerkstelligen, indem man den Vektor in kartesischen Koordinaten um einen Winkel ϕ dreht, so daß $y = 0$ gilt. Dieser Winkel ϕ ist dann der gesuchte. Diese Drehung macht man nun in mehreren, kleiner werdenden Schritten. Dabei muß bei jedem Schritt entschieden werden, ob links oder rechts herum gedreht werden muß. Summiert man die Drehungen auf, so erhält man am Ende den Gesamt-Drehwinkel und damit die Lösung.

Der einzelne Drehschritt in Formeln:

$$\begin{aligned}x_{i+1} &= x_i \cos \phi_i - y_i \sin \phi_i = \cos \phi_i (x_i - y_i \tan \phi_i) \\y_{i+1} &= x_i \sin \phi_i + y_i \cos \phi_i = \cos \phi_i (x_i \tan \phi_i + y_i)\end{aligned}\tag{B.1}$$

Mit dieser Umschreibung (rechts) ist jedoch zunächst einmal noch nichts gewonnen.

Nun kommt der Trick: Die ϕ_i sind so zu wählen, daß $\tan \phi_i = 2^{-n}$ gilt. Denn dann ist die Multiplikation von x_i respektive y_i mit $\tan \phi_i$ durch einfache Bit-Shift-Operationen zu realisieren, was selbst die billigsten Prozessoren sehr schnell durchführen können, ebenso die nachfolgend notwendigen Additionen bzw. Subtraktionen. Die Werte von $\phi_i = \arctan 2^{-n}$ speichert man zweckmäßigerweise in einer Tabelle ab. Diese verbraucht nicht viel Speicherplatz, da pro Schritt ja nur ein Wert benötigt wird.

Den Faktor $\cos \phi_i$ kann man bei der Berechnung ignorieren. Wird der Vektor bei *jedem* Schritt gedreht, je nach Vorzeichen von x , so resultiert dieses lediglich in einer Verlängerung des Vektors um den Faktor $(\prod_{i=0}^n \cos(\arctan 2^{-i}))^{-1}$ im Laufe der Berechnung. Dieser Faktor hängt nur von der Schrittzahl n ab und konvergiert schnell gegen die Konstante 1.64676025812107.

Die im Demonstrator verwendete CORDIC-Routine zur Berechnung des Winkels ist im Folgenden als C-Quelltext abgedruckt. Es werden 16-Bit Integerzahlen als Festkommazahlen verwendet, 8192 entspricht hier einer '1'. Oder anders ausgedrückt: Die obersten drei Bits sind die Vorkomma-, die unteren 13 die Nachkommastellen. Für den Intelprozessor 8051² kompiliert, das Arbeitspferd der Ingenieure, Preis unter 1 US-\$, belegt diese Routine nur 307 Bytes(!) und erlaubt eine Berechnung mit 8 Schritten, genug für 8 Bit Auflösung, innerhalb von nur 1.2 ms (bei 12MHz Taktfrequenz). Die Länge des Vektors wird über die globale Variable `cordic_abs` verfügbar gemacht. Dieser Wert wird verwendet, um eine Fehlerdetektion zu implementieren. Bei korrekter Arbeitsweise ist

¹coordinate rotation digital computer

²Im Demonstrator wurde der dazu softwarekompatibele AT80C2051 von Atmel verwendet, dessen ROM-Speicher als experimentierfreundlicher Flashspeicher ausgeführt ist und der zudem eine kleine Bauform (DIL20) besitzt

B Aufbau eines Demonstrators

die Länge dieses Vektors näherungsweise unabhängig vom Winkel. Ist das Magnetfeld hingegen zu groß oder zu klein, reagieren alle Sensorelemente synchron und die x- und y-Koordinaten sind näherungsweise Null. Dadurch ist die Länge des Vektors im Fehlerfall auch näherungsweise Null, eine Fehlfunktion des Sensorelementes dadurch detektierbar.

Die Ausgabe erfolgt auf der Platine mittels Leuchtdioden(grün) und einer Auflösung von 8-Bit. Eine zusätzliche rote Leuchtdiode zeigt einen Fehlerfall (Vektor näherungsweise Null) an. Insgesamt ist dieser Demonstrator damit autark, mittels einer eingebauten RS232-Schnittstelle kann zusätzlich ein Rechner verwendet werden, um den Signalverlauf zu visualisieren.

Dieser Demonstrator wurde auf zwei Messen (Electronica 2000 und Hannovermesse 2001) sowie bei diversen anderen Veranstaltungen erfolgreich verwendet.

```

const unsigned int tabelle[12] = {8192, 4836, 2555, 1297, 651, 325,
                                  163, 81, 41, 20, 10, 5};
unsigned char cordic_steps = 8; /* Zahl der Schritte im Cordic-Verfahren,
                                kann während des Programmablaufs verändert werden.*/
unsigned int cordic_abs; /* Länge des Vektors nach der letzten Berechnung.*/

unsigned int cordic(int x, int y)
{
    unsigned char i;
    int temp = x;
    unsigned int angle = 32768;

    if (y < 0)
    {
        x = - y;
        y = temp;
        angle += 16384;
    }
    else
    {
        x = y;
        y = -temp;
        angle -= 16384;
    }

    for (i = 0; i < cordic_steps; ++i)
    {
        temp = x;
        if (y < 0)
        {
            x -= y >> i;
            y += temp >> i;
            angle -= tabelle[i];
        }
        else
        {
            x += y >> i;
            y -= temp >> i;
            angle += tabelle[i];
        }
    }
    cordic_abs = x;
    return angle;
}

```

Abbildung B.2: C-Quelltext zur Berechnung des Arcus Tangens mit Hilfe des CORDIC-Verfahrens

Danksagung

Diese Dissertation hätte ohne die Mithilfe der Betreuer, Kollegen, Freunde und Familie nicht entstehen können. Neben der fachlichen und technischen Unterstützung waren es deren Zuhören, Diskussionsbereitschaft und Ermutigung, die diese Arbeit überhaupt erst möglich gemacht haben.

Meinem Doktorvater Professor Fink und meinem Betreuer Doktor Schneider habe ich es in der Zeit nicht immer leicht gemacht. Vielen Dank für diese Geduld und die Bereitschaft, einen Doktoranden seinen Weg gehen zu lassen.

Ich danke Professor Löwenhaupt und Professor Reiss für die Bereitschaft, sich die Zeit für die Begutachtung und Bewertung diese Dissertation zu nehmen.

Meinen am Projekt beteiligten Kollegen am IFW Dresden gilt mein besonderer Dank für die exzellente Zusammenarbeit. Namentlich sind dies Ludwig van Loyen und Klaus Kuhlmann, Dieter Elefant und Frau Kiwitz, Stefka Zotova, R. Kaltofen und E. Schumann und C. Krien sowie Michael Hecker. Unverzichtbar war auch die Arbeit von I. Mönch und seinem 'Reinraumballett'. Die noch nicht genannten Wissenschaftler der Abteilung waren ebenfalls jederzeit zu Gesprächen und Diskussionen bereit, so daß ich so manchen Holzweg rechtzeitig als einen solchen erkennen konnte. Dank auch an Andrew Johnson von der Firma Bosch für die fruchtbare Zusammenarbeit.

Meine Mitdoktoranden Martina Seider, Frank Matthes, Stefan Tegen, Holger Schürer, Volker Weihnacht und Radinka Kozhuharova waren in dieser Zeit zuverlässige Frustsenken, Tipggeber und moralische Stütze.

Frau Singer hat sich in dieser Zeit unermüdet um meine verwaltungstechnischen und büromittelmäßigen Belange gekümmert und mir auf diese Weise viel Zeit gespart, die ich so in wissenschaftliche Probleme investieren konnte.

Meine Mutter und meine Schwester Andrea gehört mein besonderer Dank, mir in dieser Zeit den notwendigen, familiären Rückhalt gegeben zu haben.

Die Mitglieder des GG-Tech-Teams haben mir während meiner Diplomarbeit gezeigt, daß wissenschaftliche Arbeit Spaß machen kann und waren so maßgeblich an meiner Entscheidung beteiligt, auch die Promotion zu versuchen. Zusätzlich hat Petra Kreuzer durch ihre Begeisterung für die Stadt Dresden meine Bereitschaft zum Wechsel dorthin stark unterstützt.

Literaturverzeichnis

- [Amb97a] T. Ambrose, K. Leifer, K. Hemker und C. Chien. *J. Appl. Phys.*, 81:5007 (1997)
- [Amb97b] T. Ambrose, R. Sommer und C. Chien. *Phys. Rev. B*, 56:83 (1997)
- [Bad77] J. Badoz, M. Billardon, J. Canit und M. Russel. *J. Optics*, 8:373 (1977)
- [Bai88] M. Baibich, J. Broto, A. Fert, F. N. van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich und J. Chazelas. *Phys. Rev. Lett.*, 61:2472 (1988)
- [Bar92] J. Barnas. *J. Magn. Magn. Mater.*, 111:L215 (1992)
- [Bas99] J. Bass und W. Pratt. *J. Magn. Magn. Mater.*, 200:274 (1999)
- [Bec73] R. Becker. *Theorie der Elektrizität 1*, Kap. 5.5, Seite 118 (F. Sauter, B.G. Teubner Stuttgart, 1973), 21 Aufl.
- [Ber96] H. van den Berg, W. Clemens, G. Gieres, G. Rupp, W. Schelter und M. Vieth. *IEEE Trans. Magn.*, 32:4624 (1996)
- [Ber99a] H. van den Berg, J. Altmann, L. Bar, G. Gieres, R. Kinder, R. Rupp, M. Vieth und J. Wecker. *IEEE Trans. Magn.*, 35:2892 (1999)
- [Ber99b] A. Berkowitz und K. Takano. *J. Magn. Magn. Mater.*, 200:552 (1999)
- [Blo94] P. Bloemen, M. Johnson, M. Vandevorst, R. Coehoorn, J. Devries, R. Jungblut, J. Destegge, A. Reinders und W. Dejonge. *Phys. Rev. Lett.*, 72:764 (1994)
- [Blo95] P. Bloemen, M. Johnson, M. Vandevorst, R. Coehoorn, A. Reinders, J. Destegge, R. Jungblut und W. Dejonge. *J. Magn. Magn. Mater.*, 148:193 (1995)
- [Bru92a] P. Bruno. *J. Magn. Magn. Mater.*, 116:L13 (1992)
- [Bru92b] P. Bruno und C. Chappert. *Phys. Rev. B*, 46:261 (1992)
- [Bru95] P. Bruno. *Phys. Rev. B*, 52:411 (1995)

- [Bru99] P. Bruno. *Theory of interlayer exchange coupling*, Kap. B8, 30. Ferienkurs des IFF (Forschungszentrum Jülich, D-52245 Jülich, 1999)
- [Brü00] W. Brückner, S. Baunack, M. Hecker, J. Mönch, L. Vanloyen und C. Schneider. *Appl. Phys. Lett.*, 77:358 (2000)
- [Bür99] D. Bürgler. *Zwischenschichtaustauschkopplung: Abhängigkeit vom Schichtausbau und der Qualität der Grenzflächen*, Kap. B10, 30. Ferienkurs des IFF (Forschungszentrum Jülich, D-52245 Jülich, 1999)
- [But96] W. Butler, X. Zhang, D. Nicholson, T. Schulthess und J. Maclaren. *J. Appl. Phys.*, 79:5282 (1996)
- [Che00] J. Chen, S. Mao, J. Fernandez-de-Castro, T. Choy und S. Hershfield. *IEEE Trans. Magn.*, 36:2885 (2000)
- [Coe91] R. Coehoorn. *Phys. Rev. B*, 44:9331 (1991)
- [Cof96] Coffey, R. Kevin, Gurney, A. Bruce, Heim, E. David, Lefakis, Haralambos, Mauri, Daniele, Speriosu, S. Virgil, Wilhoit und R. Dennis. Us patent no 5,583,725 (1996)
- [deH] O. deHaas. persönliche Information. (IFW Dresden)
- [Die91] B. Dieny, V. Speriosu, S. Parkin, B. Gurney, D. Wilhoit und D. Mauri. *Phys. Rev. B*, 43:1297 (1991)
- [Die00] B. Dieny, M. Li, S. Liao, C. Horng und K. Ju. *J. Appl. Phys.*, 87:3415 (2000)
- [Ebe96] H. Ebert, A. Vernes und J. Banhart. *Phys. Rev. B*, 54:8479 (1996)
- [Ege97] W. Egelhoff, P. Chen, C. Powell, M. Stiles, R. Mcmichael, J. Judy, K. Takano und A. Berkowitz. *J. Appl. Phys.*, 82:6142 (1997)
- [Ele01] D. Elefant, D. Tietjen, L. van Loyen, I. Moench und C. M. Schneider. *J. Appl. Phys.*, 89:7118 (2001)
- [Eri93] R. Erickson, K. Hathaway und J. Cullen. *Phys. Rev. B*, 47:2626 (1993)
- [Ern02] F. Ernulat, B. Dieny und J. Regnard. *J. Magn. Magn. Mater.*, 242–245:515 (2002)
- [Fer99] A. Fert und C. Vouille. *Magnetoresistance Overview: AMR, GMR, TMR, CMR*, Kap. D1, 30. Ferienkurs des IFF (Forschungszentrum Jülich, D-52425 Jülich, 1999)
- [Ful92] E. Fullerton, D. Kelly, J. Guimpel, I. Schuller und Y. Bruynseraede. *Phys. Rev. Lett.*, 68:859 (1992)
- [Gök97] N. Gökemeijer, T. Ambrose und C. Chien. *Phys. Rev. Lett.*, 79:4270 (1997)

- [Gök99] N. Gökemeijer und C. Chien. *J. Appl. Phys.*, 85:5516 (1999)
- [Gök01] N. Gökemeijer, R. Penn, D. Veblen und C. Chien. *Phys. Rev. B*, 63:174422 (2001)
- [Grü86] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. Brodsky und H. Sowers. *Phys. Rev. Lett.*, 57:2442 (1986)
- [Grü99] P. Grünberg. *Magnetische Schichtsysteme*, Kap. B9, 30. Ferienkurs des IFF (Forschungszentrum Jülich, D-52425 Jülich, 1999)
- [Gru01] M. Gruyters, M. Gierlings und D. Riegel. *Phys. Rev. B*, 64:2401 (2001)
- [Hec00] M. Hecker, D. Tietjen, F. Prokert, N. Schell und C. M. Schneider. *Mikrochimica Acta*, 133:239 (2000)
- [Hec01] M. Hecker, D. Tietjen, D. Elefant, C. M. Schneider, A. Qiu, N. Cramer, R. Camley und Z. Celinski. *J. Appl. Phys.*, 89:7113 (2001)
- [Hec02a] M. Hecker, W. Pitschke, D. Tietjen und C. Schneider. *Thin Solid Films*, 411:234 (2002)
- [Hec02b] M. Hecker, D. Tietjen, C. Schneider, N. Cramer, L. Malkinski, R. Camley und Z. Celinski. *J. Appl. Phys.*, 91:7203 (2002)
- [Hec02c] M. Hecker, D. Tietjen, H. Wendrock, C. Schneider, N. Cramer, L. Malkinski, R. Camley und Z. Celinski. *J. Magn. Magn. Mater.*, 247:62 (2002)
- [Hei00] S. Heitmann, A. Hutten, T. Hempel, W. Schepper, G. Reiss und C. Aloh. *J. Appl. Phys.*, 87:4849 (2000)
- [Hil01] F. Hillebrecht, H. Ohldag, N. Weber, C. Bethke, U. Mick, M. Weiss und J. Bahrtdt. *Phys. Rev. Lett.*, 86:3419 (2001)
- [Hoo92] R. Hood und L. Falicov. *Phys. Rev. B*, 46:8287 (1992)
- [Hub98a] A. Hubert und R. Schäfer. *Magnetic Domains* (Springer Verlag, 1998)
- [Hub98b] A. Hubert und R. Schäfer. *Magnetic Domains*, Kap. 3.3.3, Seite 169 (Springer Verlag, 1998), 1 Aufl.
- [Hwa98a] D. Hwang, S. Lee und C. Park. *J. Appl. Phys.*, 72:2162 (1998)
- [Hwa98b] D. Hwang, C. Park und S. Lee. *J. Magn. Magn. Mater.*, 186:265 (1998)
- [Iba89] H. Ibach und H. Lüth. *Festkörperphysik, Einführung in die Grundlagen* (Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1989), 3 Aufl.
- [Inf] Infineon. Datenblatt gmr-sensoren b6 und c6

- [Jil91] D. Jiles. *Introduction to Magnetism and Magnetic Materials* (Chapman & Hall, London, 1991), 1 Aufl.
- [Joh02] A. Johnson, U. May, M. Rabe, H. Siegle, J. Brötz und H. Hahn. *to be published* (2002)
- [Kai00] T. Kai. *J. Magn. Magn. Mater.*, 214:167 (2000)
- [Kal] R. Kaltofen. persönliche Information. (IFW Dresden)
- [Kaw94] Y. Kawawake, H. Sakakima, Y. Irie und M. Satomi. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2*, 33:L1598 (1994)
- [Ker77] J. Kerr. *Phil. Mag. Roy. Soc.*, 3:321 (1877)
- [Kim99] D. Kim, C. Kim, B. Park, D. Hwang und S. Lee. *J. Appl. Phys.*, 85:5783 (1999)
- [Koo97] N. Koon. *Phys. Rev. Lett.*, 78:4865 (1997)
- [Koo99] J. Kools, W. Kula, D. Mauri und T. Lin. *J. Appl. Phys.*, 85:4466 (1999)
- [Lea96] J. Leal und M. Kryder. *J. Appl. Phys.*, 79:2801 (1996)
- [Lei99] C. Leighton, J. Nogues, H. Suhl und I. Schuller. *Phys. Rev. B*, 60:12837 (1999)
- [Lei00] C. Leighton, J. Nogues, B. Jonssonakerman und I. Schuller. *Phys. Rev. Lett.*, 84:3466 (2000)
- [Len93] Q. Leng, V. Cros, R. Schafer, A. Fuss, P. Grunberg und W. Zinn. *J. Magn. Magn. Mater.*, 126:367 (1993)
- [Len99] K. Lenssen, A. Kuiper und F. Roozeboom. *J. Appl. Phys.*, 85:5531 (1999)
- [Len00a] K. Lenssen, D. Adelerhof, H. Gassen, A. Kuiper, G. Somers und J. Vanzon. *Sens. Actu. A*, 85:1 (2000)
- [Len00b] K. Lenssen, A. Kuiper, J. van den Broek, R. van der Rijt und A. van Loon. *J. Appl. Phys.*, 87:6665 (2000)
- [Lin99] H. Lindner, H. Brauer und C. Lehmann. *Taschenbuch der Elektrotechnik und Elektronik*, Kap. 7.3.3 (Carl Hanser Verlag, 1999), 1 Aufl.
- [Lin01] M. Lin, C. Ho, C. Chang und Y. Yao. *J. Appl. Phys.*, 89:7540 (2001)
- [Loy00] L. van Loyen, D. Elefant, D. Tietjen, C. M. Schneider, M. Hecker und J. Thomas. *J. Appl. Phys.*, 87:4852 (2000)
- [Mal87] A. Malozemoff. *Phys. Rev. B*, 35:3679 (1987)
- [Mal88] A. Malozemoff. *J. Appl. Phys.*, 63:3874 (1988)

- [Mao99] S. Mao, M. Plumer, A. Mack, Z. Yang und E. Murdock. *J. Appl. Phys.*, 85:5033 (1999)
- [Mas] T. Massalski (Hg.). *Binary Alloy Phase Diagrams*, Bd. 2
- [Mat92] J. Mathon, M. Villeret und D. Edwards. *Z. Phys.*, 4:9873 (1992)
- [Mau87] D. Mauri, H. Siegmann, P. Bagus und E. Kay. *J. Appl. Phys.*, 62:3047 (1987)
- [Mei56] W. Meiklejohn und C. Bean. *Phys. Rev.*, 102:1413 (1956)
- [Mer99] I. Mertig. *Magnetische Schichtsysteme*, Kap. D2, 30. Ferienkurs des IFF (Forschungszentrum Jülich, D-52425 Jülich, 1999)
- [Mew00] T. Mewes, B. Roos, S. Demokritov und B. Hillebrands. *J. Appl. Phys.*, 87:5064 (2000)
- [Mil00] P. Miltenyi, M. Gierlings, J. Keller, B. Beschoten, G. Guntherodt, U. Nowak und K. Usadel. *Phys. Rev. Lett.*, 84:4224 (2000)
- [Mir93] S. Mirbt, H. Skriver, M. Alden und B. Johansson. *Solid State Communications*, 88:331 (1993)
- [Mor98] T. Moran, J. Nogues, D. Lederman und I. Schuller. *Appl. Phys. Lett.*, 72:617 (1998)
- [Mor00] A. de Morais und A. Petford-Long. *J. Appl. Phys.*, 87:6977 (2000)
- [Mot64] N. Mott. *Advances in Physics*, 13:325 (1964)
- [Nee62] L. Neel. *Comptes. Rendus*, 255:1676 (1962)
- [Nis96] K. Nishioka, T. Iseki, H. Fujiwara und M. Parker. *J. Appl. Phys.*, 79:4970 (1996)
- [Nog96] J. Nogues, D. Lederman, T. Moran und I. Schuller. *Phys. Rev. Lett.*, 76:4624 (1996)
- [Nog99a] J. Nogues, T. Moran, D. Lederman, I. Schuller und K. Rao. *Phys. Rev. B*, 59:6984 (1999)
- [Nog99b] J. Nogues und I. Schuller. *J. Magn. Magn. Mater.*, 192:203 (1999)
- [Nog00a] J. Nogues, C. Leighton und I. Schuller. *J. Appl. Phys.*, 61:1315 (2000)
- [Nog00b] J. Nogues, L. Morellon, C. Leighton, M. Ibarra und I. Schuller. *Phys. Rev. B*, 61:R6455 (2000)
- [Osg97] R. Osgood, K. Riggs, A. Johnson, J. Mattson, C. Sowers und S. Bader. *Phys. Rev. B*, 56:2627 (1997)

- [Par90] S. Parkin, N. More und K. Roche. *Phys. Rev. Lett.*, 64:2304 (1990)
- [Par91] S. Parkin, R. Bhadra und K. Roche. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2152 (1991)
- [Par92] S. Parkin. *Appl. Phys. Lett.*, 61:1358 (1992)
- [Par00] D. Parks, P. Chen, W. Egelhoff und R. Gomez. *J. Appl. Phys.*, 87:3023 (2000)
- [Pra96] W. Pratt, Q. Yang, L. Henry, P. Holody, W. Chiang, P. Schroeder und J. Bass. *J. Appl. Phys.*, 79:5811 (1996)
- [Pra99] C. Prados, D. Dimitrov und G. Hadjipanayis. *J. Magn. Magn. Mater.*, 192:19 (1999)
- [Pur92] S. Purcell, M. Johnson, N. Mcgee, R. Coehoorn und W. Hoving. *Phys. Rev. B*, 45:3064 (1992)
- [Sch98] T. Schulthess und W. Butler. *Phys. Rev. Lett.*, 81:4516 (1998)
- [Sch99] T. Schulthess und W. Butler. *J. Appl. Phys.*, 85:5510 (1999)
- [She98] P. Shevchenko, L. Swierkowski und J. Oitmaa. *J. Magn. Magn. Mater.*, 177:1168 (1998)
- [Shi92] Z. Shi, P. Levy und J. Fry. *Phys. Rev. Lett.*, 69:3678 (1992)
- [Slo93] J. Slonczewski. *J. Magn. Magn. Mater.*, 126:374 (1993)
- [Soe95] S. Soeya, S. Nakamura, T. Imagawa und S. Narishige. *J. Appl. Phys.*, 77:5838 (1995)
- [Sti99] M. Stiles und R. McMichael. *Phys. Rev. B*, 59:3722 (1999)
- [Str97] V. Ström, B. Jonsson, K. Rao und D. Dahlberg. *J. Appl. Phys.*, 81:5003 (1997)
- [Teg01] S. Tegen, I. Mönch, J. Schumann, H. Vinzelberg und C. M. Schneider. *J. Appl. Phys.*, 89:8169 (2001)
- [Tho74] J. Thornton. *J. Vac. Sci. Technol.*, 58:666 (1974)
- [Tho00] L. Thomas, A. Kellock und S. Parkin. *J. Appl. Phys.*, 87:5061 (2000)
- [Van93] M. Vanschilfgaarde und W. Harrison. *Phys. Rev. Lett.*, 71:3870 (1993)
- [Vol99] R. Vollmer. *Lineare und nichtlineare Magneto-optik an ultradünnen ferromagnetischen Schichten und Vielfachschichten*, Kap. C7, 30. Ferienkurs des IFF (Forschungszentrum Jülich, D-52245 Jülich, 1999)
- [Wan96] K. Wang, S. Zhang und P. Levy. *Phys. Rev. B*, 54:11965 (1996)

- [Xi99a] H. Xi und R. White. *J. Appl. Phys.*, 86:5169 (1999)
- [Xi99b] H. Xi, R. White und S. Rezende. *Phys. Rev. B*, 60:14837 (1999)
- [Xi00] H. Xi und R. White. *IEEE Trans. Magn.*, 36:2635 (2000)
- [Zah98] P. Zahn, J. Binder, I. Mertig, R. Zeller und P. Dederichs. *Phys. Rev. Lett.*, 80:4309 (1998)
- [Zha92] S. Zhang, P. Levy und A. Fert. *Phys. Rev. B*, 45:8689 (1992)
- [Zha99] S. Zhang, D. Dimitrov, G. Hadjipanayis, J. Cai und C. Chien. *J. Magn. Mater.*, 199:468 (1999)
- [Zhu01] W. Zhu, L. Seve, R. Sears, B. Sinkovic und S. Parkin. *Phys. Rev. Lett.*, 86:5389 (2001)
- [Zot] S. Zotova. persönliche Information. (IFW Dresden)

Versicherung

Diese Dissertation wurde unter der wissenschaftlichen Betreuung von Prof. J. Fink (TU Dresden) und PD Dr. habil. C.M. Schneider angefertigt.

Hiermit versichere ich, daß ich diese Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.