



Institut für Festkörperforschung

***Strominduziertes magnetisches Schalten
von einkristallinen Eisenschichten***

Henning Dassow

Strominduziertes magnetisches Schalten von einkristallinen Eisenschichten

Henning Dassow

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 4179

ISSN 0944-2952

Institut für Festkörperforschung Jül-4179

D 38 (Diss., Köln, Univ., 2005)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

☎ 02461 61-5220 · Telefax: 02461 61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Abstract

In this thesis I describe the development of a new process to nanostructure a layered magnetic system. The diameter of the pillar-like structures is smaller than 200 nm. The structures are designed to allow measurements of the electrical resistance in a temperature range from ambient temperature down to 4 K. Thus, it is possible to measure the giant magneto resistance with current perpendicular to the plane of the layers (CPP-GMR) for the first time at the Forschungszentrum Jülich. Furthermore I present the first measurements of current induced magnetic switching and magnetic excitations by spin-transfer of single-crystalline iron layers.

I discuss two epitaxial systems that are prepared using molecular beam epitaxy. The first one is Fe(10) / Cr(1.2) / Fe(2) [in nm] which gives a GMR= 0.1 % at ambient temperature and 0.6 % at 4 K. By increasing a DC current the magnetic system is excited for both polarities of the current. This feature could be explained by the interlayer exchange coupling which leads to a simultaneous excitation of both iron layers. Therefore, hysteretic switching could not be observed.

The second system is Fe(14) / Cr(0.9) / Fe(10) / Ag(6) / Fe(2). The value of the CPP-GMR is around 2.6 % at room temperature and 5.6 % at 4 K. A DC current gives hysteretic current induced magnetic switching at small external magnetic fields at both polarities of the current. This observation is explained by theoretical different signs of the spin scattering asymmetry of the Fe / Cr and Fe / Ag interfaces. At high fields of ~ 1 T only one peak in the differential resistance is observed which is a clear evidence of magnetic excitations by spin-transfer.

The observed switching indicates a very complex remagnetization process of the nanostructured system. Therefore, it is not possible to discuss the data more quantitatively. Micromagnetic simulations identify the problems of the structuring process and possible improvements are suggested.

Kurzzusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Entwicklung eines neuen Prozesses zur Nanostrukturierung von magnetischen Schichtsystemen. Die hergestellten Strukturen haben einen Durchmesser kleiner als 200 nm. Sie sind so ausgelegt, daß an ihnen elektrische Widerstandsmessungen im Temperaturbereich von 4 K bis Raumtemperatur möglich sind. Dadurch ist es am Forschungszentrum Jülich erstmalig möglich, den Riesenmagnetowiderstand senkrecht zur Schichtebene (CPP-GMR) an magnetischen Schichtsystemen zu untersuchen. Es werden erstmals das strominduzierte magnetische Schalten sowie magnetische Anregungen durch Spin-Transfer an einkristallinen Nanomagneten nachgewiesen.

In dieser Arbeit werden zwei epitaktische Systeme untersucht, die mit Molekularstrahlepitaxie hergestellt werden. Das System Fe(10) / Cr(1.2) / Fe(2) [in nm] zeigt einen GMR= 0.1 % bei RT und 0.6 % bei 4 K. Bei Erhöhung der Gleichstromstärke ergeben sich Anregungen des magnetischen Systems, die vermutlich aufgrund der antiferromagnetischen Zwischenschichtaustauschkopplung in beiden Schichten und bei beiden Stromrichtungen auftreten. Ein hysteretisches Schalten der dünnen Eisschicht ist deswegen nicht zu beobachten.

Das zweite untersuchte System ist Fe(14) / Cr(0.9) / Fe(10) / Ag(6) / Fe(2). Der CPP-GMR beträgt 2.6 % bei RT und 5.6 % bei 4 K. Bei Anlegen eines Gleichstromes mißt man bei kleinen externen Magnetfeldern hysteretisches, strominduziertes magnetisches Schalten in beiden Stromrichtungen, was theoretisch mit der unterschiedlichen Spinstreuasymmetrie der Fe / Cr- und Fe / Ag-Grenzfläche erklärt werden kann. Bei großen Magnetfeldern von ~ 1 T ergibt sich nur bei positiver Stromstärke ein Peak im differentiellen Widerstand. Dies ist ein klares Anzeichen von magnetischer Anregung durch Spin-Transfer.

Das magnetische Schalten der Schichten läßt auf ein komplexes Magnetisierungsverhalten der nanostrukturierten Proben schließen. Dadurch ist eine weitergehende, quantitative Interpretation nicht möglich. Durchgeführte mikromagnetische Simulationen identifizieren aber die Probleme, die eine Behebung durch die Verbesserung des Strukturierungsverfahrens ermöglichen können.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Ferromagnetismus kristalliner Dünnschichten	3
2.2	Zwischenschichtaustauschkopplung	6
2.3	Spinpolarisation und CPP-GMR	9
2.4	Dynamik eines Ferromagneten	12
2.5	Strominduzierte Spin-Transfer-Effekte	14
2.5.1	Das Spin-Transfer-Modell	14
2.5.2	Herleitung der kritischen Stromstärke	19
2.5.3	Größe der kritischen Stromstärke für das Fe/Ag-System	21
2.5.4	Experimenteller Nachweis	22
2.6	Oersted-Feld vs. Spin-Transfer	24
2.7	Überblick über die aktuelle Forschung	25
3	Herstellung & Charakterisierung der Schichtsysteme	27
3.1	Molekularstrahlepitaxie	27
3.2	Magnetische Eigenschaften der Schichtsysteme	31
3.2.1	Der Magneto-Optische Kerr-Effekt	31
3.2.2	Fe / Cr / Fe-System	33
3.2.3	Fe / Cr / Fe / Ag / Fe-System	34
3.3	Temperaturstabilität der Schichten	36
4	Strukturierung der Nanomagnete	39
4.1	Schritt 1: Herstellung der unteren Zuleitungen	39
4.1.1	Optische Lithographie im Positivprozeß	40
4.1.2	Ionenstrahlätzen der unteren Leiterbahnen	42
4.2	Schritt 2: Präparation der Nanomagnete	45
4.2.1	Elektronenstrahlschreiben von Punkten	45
4.2.2	Ionenstrahlätzen der Nanomagnete	48
4.2.3	Planarisierung und Öffnen der Isolation	50
4.3	Schritt 3: Kontaktierung der Nanomagnete	52
5	Ergebnisse: GMR & Strominduziertes Magnetisches Schalten	55
5.1	Der Widerstandsmeßplatz	55
5.2	Das Fe / Cr / Fe-System	58
5.2.1	Allgemeines Verhalten des Widerstands	58
5.2.2	Messungen des Riesenmagnetowiderstands	62
5.2.3	Strominduzierte Effekte	63
5.2.4	Probleme & Verbesserungen	70
5.3	Das Fe / Cr / Fe / Ag / Fe-System	71

5.3.1	Allgemeines Verhalten des Widerstands	71
5.3.2	Messungen des Riesenmagnetowiderstands	72
5.3.3	Strominduzierte Effekte	74
5.3.4	Probleme	81
6	Auswertung & Diskussion der Ergebnisse	83
6.1	Sättigungsfelder und Mikromagnetismus	83
6.1.1	Nähere Betrachtung der Nanomagnete	83
6.1.2	Mikromagnetische Simulation	84
6.1.3	Vergleich mit Experiment	87
6.2	Diskussion zum strominduzierten Schalten	88
6.2.1	Vergleich der Messungen am Fe / Cr / Fe-System	88
6.2.2	Vergleich der Messungen am Fe / Cr / Fe / Ag / Fe-System .	90
6.3	Vergleich der kritischen Stromstärken	91
7	Zusammenfassung & Ausblick	94
A	Verfahren zur Nanostrukturierung	96
	Literatur	100

1 Einleitung

Ein magnetisches Schichtsystem besteht im einfachsten Fall aus zwei ferromagnetischen Schichten, die durch eine nichtmagnetische Zwischenschicht getrennt sind. In den Ferromagneten und an den Grenzflächen wird ein elektrischer Strom spinpolarisiert, wenn dieser senkrecht durch das Schichtsystem fließt (CPP). Sind die beiden ferromagnetischen Schichten nicht parallel magnetisiert, muß der Spinstrom, der in einer Schicht erzeugt wird, von der zweiten repolarisiert werden, was zu der Erhöhung des Widerstands und zum Riesenmagnetowiderstand (GMR) führt.

Slonczewski [1] und Berger [2] formulierten 1996 erstmals die Erweiterung dieses Effekts: da ein Strom spinpolarisierter Elektronen ein Austauschfeld mit sich führt, beeinflusst das „aktiv“ die Magnetisierung einer ferromagnetischen Schicht, auf die der Spinstrom trifft. Durch die Repolarisation der Spins wird auf das lokale magnetische Moment der ferromagnetischen Schicht ein Drehmoment ausgeübt (Spin-Transfer). Treffen immer mehr spinpolarisierte Elektronen im gleichen Volumen ein, wächst das Drehmoment, so daß ab einer gewissen Stromdichte das magnetische System zu Präzessionen angeregt werden kann und letztlich in die Richtung des Spinstroms ummagnetisiert.

In Kapitel 2 werde ich den Spin-Transfer ausführlicher vorstellen und die dafür notwendigen Grundlagen schaffen. Es wird abgeschätzt, ab welchen kritischen Stromstärken man eine Anregung des magnetischen Systems erwarten kann. Es folgt ein kurzer Überblick über die aktuellen Fragen auf diesem Gebiet.

Der erste experimentelle Nachweis von Katine et al. [3] war noch von vielen offenen Fragen dominiert. Zum einen konnte nur bei gewissen äußeren Feldern ein hysteretisches Schalten des Nanomagneten gezeigt werden. Zum anderen waren die gemessenen kritischen Stromstärken deutlich größer als die theoretisch vorhergesagten. Da auch die magnetischen Parameter der Schichten unklar waren, konnte man keine genaueren Untersuchungen zum Spin-Transfer-Mechanismus machen.

Genau hier setzt die Motivation für diese Arbeit an. Die einkristallinen Eisen-schichten, die mit Molekularstrahlepitaxie (MBE) hergestellt werden, sind sehr gut untersucht. Die Wachstumscharakteristika und die magnetischen Parameter sind bekannt, da an den ausgedehnten Schichten Messungen des Ummagnetisierungsverhaltens mittels Magneto-Optischem Kerr-Effekt (MOKE) durchgeführt werden. Dadurch ist es möglich, den Einfluß der Strukturierung auf den magnetischen Grundzustand des Systems zu studieren.

In Kapitel 3 stelle ich die verwendete MBE-Anlage vor. Des weiteren gehe ich näher auf die beiden untersuchten Schichtsysteme ein. Diese sind: Fe(10) / Cr(1.2) / Fe(2) und Fe(14) / Cr(0.9) / Fe(10) / Ag(6) / Fe(2) [in nm]. Die mit MOKE ermittelten, magnetischen Eigenschaften dieser Schichtsysteme werden vorgestellt.

Da ein Strom aber gleichzeitig vom strominduzierten Oersted-Feld begleitet

wird, muß man zu Strukturen kleiner 200 nm übergehen (Nanomagnete), da auf dieser Skala die Spin-Transfer-Effekte dominant sind. Um diesen Übergang zu erreichen, sind eine Reihe von lithographischen Strukturierungsverfahren notwendig, die in Kapitel 4 beschrieben werden. Zur Kontrolle der Strukturen wird ein Rasterkraftmikroskop (AFM) mit hochauflösender Spitze verwendet.

Die Ergebnisse werden in Kapitel 5 präsentiert. An beiden Schichtsystemen können der CPP-GMR und der Spin-Transfer-Effekt nachgewiesen werden. Es gibt sowohl ein hysteretisches, strominduziertes Schaltverhalten bei kleinen Magnetfeldern als auch bei Feldern ~ 1 T einen Bereich, in dem strominduzierte Präzessionen der dünnen Eisenschicht stattfinden. Es wird gleichzeitig auf Probleme mit der Interpretation der Messungen hingewiesen, die vermutlich mit dem Strukturierungsprozeß zusammenhängen.

Die Messungen lassen darauf schließen, daß die einzelnen Schichten der Nanomagnete durch dipolare Magnetfelder über den Randbereich zusätzlich aneinander koppeln. Mikromagnetische Simulationen ergeben in Kapitel 6 ungleichförmige Magnetisierungszustände (C-Zustände), die erst bei viel größeren Magnetfeldern sättigen als die unstrukturierten Proben. Des weiteren wird diskutiert, ob die gemessenen Daten nicht auch vom strominduzierten Oersted-Feld allein herrühren können. Aufgrund von Symmetrieüberlegungen kann dies aber eindeutig verneint werden. Zum Schluß dieses Kapitels werden die experimentell ermittelten kritischen Werte mit den theoretisch errechneten verglichen. Die gemessenen Werte sind eine Größenordnung zu groß, stimmen aber qualitativ mit der Spin-Transfer-Theorie überein. Es werden Gründe für die Abweichungen erläutert.

Diese Arbeit wurde am Institut für Festkörperforschung / Elektronische Eigenschaften IFF / EE des Forschungszentrums Jülich erstellt. In Zusammenarbeit mit dem Institut für Schichten und Grenzflächen ISG 2 LT des Forschungszentrums Jülich wurde der Lithographie-Prozeß entwickelt und im Reinraum umgesetzt.

2 Grundlagen

In den folgenden Abschnitten werde ich die wichtigsten Grundlagen vorstellen, die zum Verständnis der *strominduzierten Spin-Transfer-Effekte* notwendig sind. Dabei werde ich kurz darstellen, wie es bei den 3d-Übergangsmetallen zum Ferromagnetismus kommt und wie die Zwischenschichtaustauschkopplung zwischen zwei getrennten ferromagnetischen Schichten vermittelt wird. Danach werden die dynamischen Prozesse behandelt: zum einen der Stromtransport (*Spinpolarisation* und *GMR*) als auch die Dynamik der magnetischen Momente mittels der *Landau-Lifshitz-Gleichung*. Der Hauptabschnitt dieses Kapitels beschreibt darauf aufbauend, wie ein spinpolarisierter, elektrischer Strom ein Drehmoment auf die Magnetisierung einer ferromagnetischen Schicht ausüben kann, so daß diese durch Spinwellen angeregt wird, die sogar zum Ummagnetisieren der Schicht führen können. Zum Schluß folgt noch ein kurzer Überblick über die aktuelle Forschung auf diesem Gebiet.

2.1 Ferromagnetismus kristalliner Dünnschichten

Ein Ferromagnet besitzt ein spontanes magnetisches Moment. Dazu müssen die Momente im Material kollektiv in eine Richtung ausgerichtet sein. Es muß also eine Kopplung zwischen den einzelnen Momenten vorherrschen. Wie kommt es nun zu dieser Kopplung?

Das magnetische Moment eines freien Atoms wird hauptsächlich durch die Elektronen erzeugt. Quantitativ läßt es sich mit den quantenmechanischen Methoden zur Berechnung des Gesamtdrehimpulses von Mehrelektronensystemen [4] bestimmen. Für ein Eisenatom im Grundzustand erhält man zum Beispiel ein magnetisches Moment von $|\mu_J| = 6.7 \mu_B$. Das Bohrsche Magneton μ_B beschreibt hierbei die Größe des magnetischen Moments eines freien Elektrons.

In einem Festkörper mit Sättigungsmagnetisierung M_S kann man das gemittelte magnetische Moment pro Atom $\bar{\mu}$ ausrechnen. Die Magnetisierung eines Stoffes ist definiert als

$$M_S = \frac{\Sigma \mu}{V} = \bar{\mu} \cdot \rho_A = \bar{\mu} \cdot \frac{\rho_M N_A}{m_{\text{mol}}} \quad . \quad (1)$$

Hierbei ist ρ_A die Anzahldichte, ρ_M die Massendichte, N_A die Avogadro-Konstante und m_{mol} die Molmasse des Materials. Durch Auflösen von Gleichung (1) nach $\bar{\mu}$ und Einsetzen der Konstanten für Eisen ($M_S = 1.71 \cdot 10^6$ A/m, $\rho_M = 7.87$ g/cm³ und $m_{\text{mol}} = 55.85$ g/mol) erhält man das mittlere Moment pro Eisenatom

$$\bar{\mu} = \frac{M_S m_{\text{mol}}}{\rho_M N_A} \approx 2.2 \mu_B \quad . \quad (2)$$

Man erkennt die deutliche Abweichung zwischen $|\mu_J|$ des freien Atoms und $\bar{\mu}$ des Eisenkristalls. Zur Beschreibung des Ferromagnetismus der 3d-Übergangsmetalle

kann man also nicht einfach die Eisenatome aneinander koppeln, da das zu einem deutlich zu großen Wert für die Magnetisierung führen würde. Das magnetische Moment wird hauptsächlich durch die Elektronen der Atome verursacht, so daß man untersuchen muß, was mit dem elektronischen System beim Übergang Atom $\rightarrow$ Festkörper passiert.

Dabei erkennt man, daß der Ferromagnetismus der Übergangsmetalle von itineranten Elektronen herrührt. Das Pauli-Prinzip sorgt dafür, daß eine Parallelstellung der Spinnmomente der delokalisierten Elektronen energetisch begünstigt wird ($\rightarrow$ *Austauschloch*)[5]. Gleichzeitig erhöht aber die Parallelstellung die kinetische Energie der Elektronen, da dann jedes Elektron nur noch einen Zustand besetzen kann, anstatt zwei Zuständen bei antiparalleler Ausrichtung. Das wiederum führt dazu, daß sich das Volumen der Fermi-Kugel und damit die Energie des Systems vergrößert.

Schließt man diese Wechselwirkungen in das Bändermodell der Elektronen ein, erhält man das Stoner-Kriterium für das Auftreten von Ferromagnetismus [5]

$$I\tilde{D}(E_F) > 1 \quad . \quad (3)$$

Dabei beschreibt der Parameter I die Austauschwechselwirkung der Elektronen. $\tilde{D}(E_F)$ ist die Zustandsdichte pro Atom und Spinsorte am Fermi-Niveau. Es muß also sowohl eine große Austauschwechselwirkung wie auch eine große Zustandsdichte an der Fermi-Kante vorliegen, damit ein Material ferromagnetisch wird.

Schematisch ist dieser Punkt in Abbildung 1 dargestellt. Bei den 3d-Ferromagneten liegen die d-Zustände genau an der Fermi-Kante. Vereinfachend kann man annehmen, daß sich die Austauschaufspaltung der d-Bänder nicht wesentlich ändert, wenn man im Periodensystem von Eisen bis Nickel aufsteigt. Da aber bei jedem Schritt ein weiteres Elektron hinzukommt, steigt das Fermi-Niveau an. So liegt es bei Eisen zum Beispiel deutlich im Majoritätsband, wohingegen bei Nickel das Minoritätsband schon fast vollständig besetzt ist.

Durch die unterschiedliche Besetzung von $\uparrow$ - und $\downarrow$ -Zuständen kompensieren sich die Momente der Elektronen nicht mehr vollständig, und es verbleibt ein makroskopisches magnetisches Moment entlang der Quantisierungsrichtung.

Diese vereinfachte Darstellung kann bereits die wesentlichen Merkmale der Ferromagneten erklären. So hat zum Beispiel Nickel eine deutlich kleinere Sättigungsmagnetisierung M_S , da die d-Zustände fast vollständig besetzt sind. Somit bleibt nur ein kleineres, effektives magnetisches Moment übrig¹.

Eine thermodynamische Betrachtung erklärt das Verhalten der Magnetisierung in einem äußeren Magnetfeld B . Es ergeben sich verschiedene magnetische Beiträge zur freien Energie F [7]. Der Grundzustand ergibt sich durch Minimie-

¹ Die Magnetisierung von Nickel erreicht mit $M_S = 0.49 \cdot 10^6$ A/m lediglich knapp ein Drittel des Wertes von Eisen [6].

2.1 FERROMAGNETISMUS KRISTALLINER DÜNNSCHICHTEN

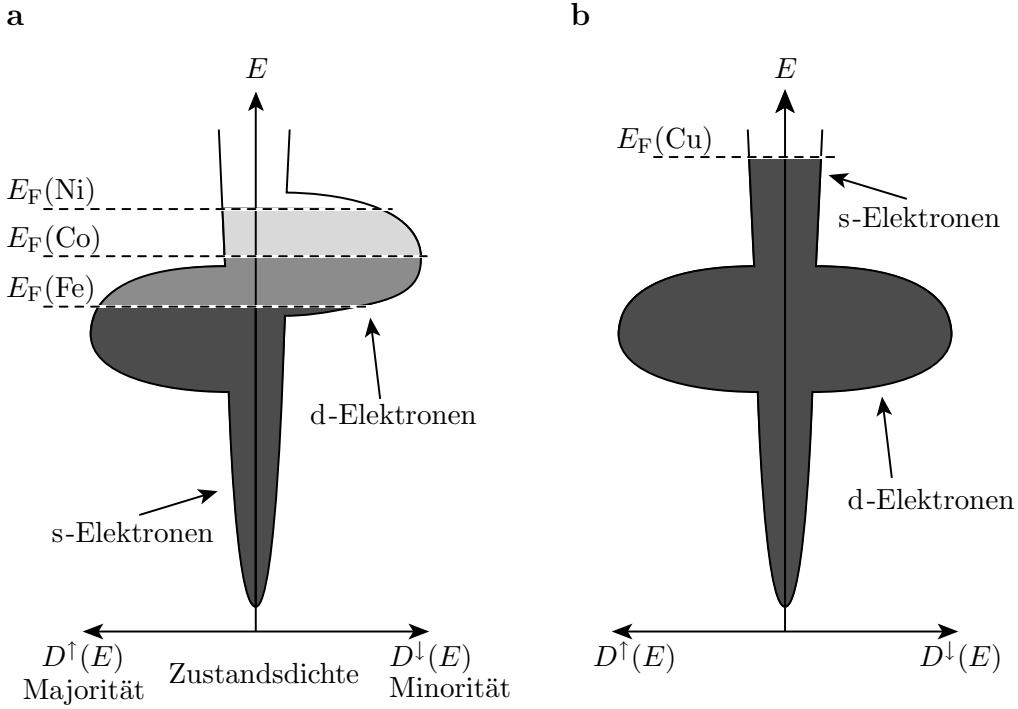


Abbildung 1: **a** Schematische Zustandsdichte von Fe, Co und Ni. Durch die Austauschspaltung liegen Majoritätszustände energetisch tiefer als Minoritätszustände. Durch sukzessives Auffüllen mit Elektronen wächst die Fermi-Energie an. **b** Vergleich mit der Zustandsdichte eines Edelmetalls wie zum Beispiel Kupfer. Die d-Zustände liegen deutlich unterhalb des Fermi-Niveaus und sind nicht aufgespalten.

rung der freien Energie. Die Magnetisierung des Körpers ändert dessen Energie in einem effektiven Magnetfeld

$$dF = \mathbf{B}_{\text{eff}} \cdot d\mathbf{M} \quad , \quad \text{mit} \quad \mathbf{B}_{\text{eff}} = \mu_0(\mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{int}}) \quad . \quad (4)$$

Das Feld $\mathbf{B}_{\text{eff}}$ umfaßt das innere Feld, das die Magnetisierung im Innern des Körpers hervorruft, sowie das von außen angelegte externe Feld. Die freie Energie läßt sich in verschiedene Anteile aufspalten. Durch obigen Zusammenhang werden die Beiträge häufig auch direkt als Beiträge zum effektiven Feld angegeben und wie ein Magnetfeld behandelt. Damit wird es intuitiv leichter, die Größe der Terme einzuschätzen, da sie in Oersted oder Tesla angegeben werden. Die wichtigsten Beiträge sind:

$$F = F_{\text{Zee}} + F_{\text{Dem}} + F_{\text{Ani}} + F_{\text{Koppl}} \quad . \quad (5)$$

Hierbei beschreiben die einzelnen Anteile:

- Zeeman-Term $F_{Zee} = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{B}$. Proportional zum äußeren Feld; ergibt die Energie eines Dipols in einem äußeren Magnetfeld.
- Entmagnetisierungs-Term $F_{Dem} = \mu_0 \mathbf{M} \cdot \underline{\underline{N}} \cdot \mathbf{M}$. Energie eines Körpers in seinem eigenen Entmagnetisierungsfeld. Beruht auf einer Unstetigkeit zwischen magnetischer Feldstärke H und magnetischer Induktion B an den Grenzflächen des magnetisierten Körpers zum Vakuum². Erzeugt ein Entmagnetisierungsfeld, welches proportional zur Magnetisierung $\mathbf{M}$ mit dem Entmagnetisierungstensor $\underline{\underline{N}}$ ist. Dieser hängt von der Gestalt der Probe ab³[8].
- Anisotropiebeitrag F_{Ani} besteht aus mehreren Termen, welche dafür sorgen, daß sich die Magnetisierung entlang bevorzugter Achsen ausrichtet. Die wichtigsten sind die Kristallanisotropie F_{Krist} und die Oberflächenanisotropie F_{Surf} . Durch die Spin-Bahn-Kopplung wird die Spinausrichtung an das Kristallgitter gekoppelt, so daß gewisse Kristallachsen energetisch bevorzugt werden. In Fe(100) sind das die $\langle 100 \rangle$ -Achsen. Die $\langle 110 \rangle$ -Achsen sind mittelschwer, und entlang der $\langle 111 \rangle$ -Richtungen liegen die harten Achsen[9]. Eine ähnliche Ursache hat der Oberflächenbeitrag zur Anisotropie aufgrund der veränderten chemischen Umgebung der Oberflächenatome. Dieser Beitrag kann sowohl die Magnetisierung senkrecht als auch in der Schichtebene bevorzugen, was stark material- und strukturabhängig ist.
- Ein Zusatzterm für dünne Schichten ist F_{Koppl} . Er beschreibt die Kopplung einer ferromagnetischen Schicht an eine zweite, zum Beispiel durch *Orange-Peel-Kopplung* über Rauigkeiten oder dipolare Kopplung über magnetostatische Felder von den Randbereichen der Schicht. Ein energetisch sehr viel größerer Anteil kann allerdings unter gewissen Voraussetzungen durch die Zwischenschichtaustauschkopplung vermittelt werden (siehe Abschnitt 2.2).

2.2 Zwischenschichtaustauschkopplung

Grünberg et al. [10] haben im Jahr 1986 die Zwischenschichtaustauschkopplung entdeckt. Die ersten Messungen wurden dabei an epitaktischen Fe/Cr-Schichtungen gemacht, vergleichbar mit denen, die in dieser Arbeit untersucht werden. Bereits einige Jahre später stellte sich heraus, daß diese Art der Kopplung keine

² In der Magnetostatik wird dieser Sachverhalt durch Polladungen dargestellt, wie z.B. der Nord- und Südpol eines Stabmagneten. Zwischen diesen Polen herrscht im Inneren des Stabmagneten ein Feld, das der Magnetisierung entgegengerichtet ist.

³ In dünnen, ausgedehnten Schichten vereinfacht er sich zu $N_{zz} = 1$ und alle anderen Beiträge verschwinden aus Symmetriegründen, wenn die z-Achse die Oberflächennormale darstellt. Dadurch wird es sehr schwer, eine dünne Schicht entlang dieser Achse magnetisch zu sättigen (~ 2.1 T für Eisen).

2.2 ZWISCHENSCHICHTAUSTAUSCHKOPPLUNG

spezifische Eigenart vom Fe / Cr-System ist, sondern bei vielen Materialkombinationen mit metallischer Zwischenschicht auftritt.

Allgemein bestehen die Systeme aus zwei ferromagnetischen Schichten, die durch eine nicht-ferromagnetische Schicht getrennt sind. Dieses System kann wiederum in einer Multilage übereinander gestapelt werden.

Die antiferromagnetische Kopplung zwischen den Schichten sorgt dafür, daß im Nullfeld die Magnetisierungen benachbarter Schichten antiparallel zueinander stehen und somit das magnetische Moment des Systems reduziert ist ($\rightarrow$ *synthetischer Antiferromagnet*). Bei gewissen Schichtdicken der Zwischenschicht muß man beträchtliche Felder anlegen (>1 T), um die Proben magnetisch zu sättigen.

Vergrößert man die Schichtdicke, folgt ein Bereich, in dem die Schichten ferromagnetisch koppeln. Hier verhält sich die Schichtung wie ein einzelner Ferromagnet mit sehr kleinen Sättigungsfeldern. Vergrößert man die Schichtdicke weiter, so stellt man fest, daß wieder ein Bereich antiferromagnetischer Kopplung der einzelnen Schichten auftritt. Die Kopplung oszilliert, wobei die Stärke in diesem zweiten Maximum erheblich kleiner ist. Die Periode beträgt dabei größenordnungsmäßig ~ 1 nm.

Eine Erklärung dieser Kopplung liefert das *Quantentrogmodell*. Es beruht auf einem indirekten Austausch zwischen den magnetischen Momenten der einzelnen Schichten, der über die Leitungselektronen der Zwischenschicht vermittelt wird.

Ein häufig betrachtetes System vor allem bei der Untersuchung des GMR-Effekts ist das Co / Cu-System. Für die einzelnen Materialien erhält man nach Abbildung 1 in der Nähe der Fermi-Energie folgende Situation: für Kobalt überwiegen die Spin $\downarrow$ -Zustände, die vornehmlich d-Charakter haben. Die Spin $\uparrow$ -Zustände hingegen haben s-Symmetrie. Die Zustandsdichte von Kupfer kann man sich wie in Abbildung 1 b vorstellen. Beide Spinsorten finden bei E_F identische Zustände vor, die s-Charakter besitzen.

Was passiert nun, wenn man beide Materialien übereinander stapelt? Die Majoritätselektronen sind dann aufgrund der hohen Übereinstimmung der Wellenfunktionen sowohl in Symmetrie als auch im Wellenvektor über beide Schichten delokalisiert, ohne von der Grenzfläche großartig behindert zu werden (siehe Abbildung 2).

Für Minoritätselektronen trifft diese Symmetrie jedoch nicht zu, was dazu führt, daß sie an den Grenzflächen stark gestreut werden [11]. Sind beide Magnetisierungen parallel ausgerichtet, bedeutet das, daß Spin $\downarrow$ -Elektronen in der Zwischenschicht stärker lokalisiert sind ($\rightarrow$ *Quantentrog*). Es kommt zu stehenden Wellen, wenn

$$2k_{\perp} = n \cdot \frac{2\pi}{D} \quad , \text{ mit } \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad . \quad (6)$$

Hierbei bezeichnet D die Zwischenschichtdicke und $k_{\perp}$ die Wellenvektorkomponente senkrecht zur Schichtebene.

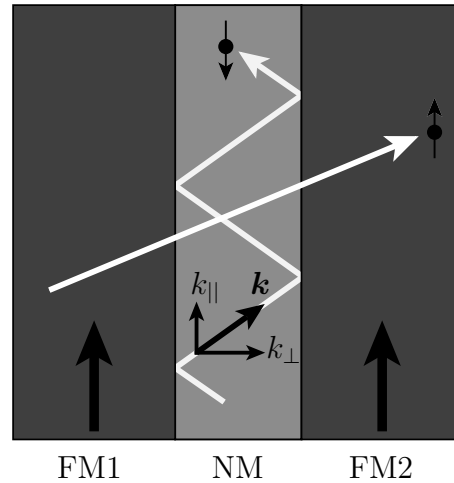


Abbildung 2: Spinabhängige Streuung an den Grenzflächen FM / NM führt bei paralleler Magnetisierung dazu, daß Spin↓-Elektronen in der Zwischenschicht „gefangen“ werden und durch stehende Wellen *Quantentrogzustände* bilden. Diese variieren mit der Schichtdicke. Liegen solche Zustände in der Nähe der Fermi-Kante, steigt die Gesamtenergie des Systems. Es ist günstiger, wenn beide Magnetisierungen antiparallel stehen [11].

Mit zunehmender Schichtdicke sinken nun die zugehörigen Energieniveaus ab, so daß sie bei einer gewissen Dicke die Fermi-Energie kreuzen. Werden diese besetzt, erhöht sich die elektronische Gesamtenergie des Systems, so daß es günstiger ist, wenn beide Schichten antiparallel magnetisiert sind. In dieser Konfiguration kann es nicht zu stehenden Elektronenwellen in der Zwischenschicht kommen, da jede Spinsorte an einer Grenzfläche stark und an der anderen schwach gestreut wird. Es bildet sich kein Quantentrog aus.

Mit weiterer Zunahme der Schichtdicke sinken die Energieniveaus nun weiter ab, so daß es bei einer gewissen Schichtdicke wiederum zum Ummagnetisieren kommt, diesmal in den parallelen Zustand.

Dieses Bild macht deutlich, wo die Schwierigkeiten sowohl experimentell wie theoretisch liegen. $k_{\perp}$ sind gewisse Wellenvektoren der Fermi-Oberfläche des Zwischenschichtmaterials, so daß für eine exakte theoretische Beschreibung eine sehr gute Kenntnis der Fermi-Oberfläche des Materials vorliegen muß. Experimentell muß man Schichten mit sehr geringen Rauigkeiten und hoher Qualität herstellen können, damit die Fermi-Oberfläche möglichst gut ausgeprägt ist und nicht durch Verunreinigungen gestört wird.

Phänomenologisch beschreibt man die Zwischenschichtkopplung durch einen einfachen Ansatz

$$E_{\text{Koppl}} = -J_1 \cdot \cos \Theta - J_2 \cdot \cos^2 \Theta \quad . \quad (7)$$

2.3 SPINPOLARISATION UND CPP-GMR

E_{Koppl} ist dabei eine Energieflächendichte. Mit Θ wird der relative Winkel zwischen den Magnetisierungen angegeben. Der Parameter J_1 sorgt für die eben eingeführte bilineare Kopplung, und J_2 ist der biquadratische Anteil, der von Rauigkeiten erzeugt wird. Letzterer erzeugt für $J_2 < 0$ eine 90°-Ausrichtung der Magnetisierungen.

2.3 Spinpolarisation und CPP-GMR

Wie schon im vorigen Abschnitt gezeigt, ist das Verhalten eines Ferromagnet–Nichtmagnet-Systems stark von den spinabhängigen Zustandsdichten der Materialien abhängig, wodurch sich für Elektronen spinabhängige Potentiallandschaften an den Grenzflächen bilden. Dieser Effekt ist intrinsisch, da er eine Folge der Bandstruktur und des Verlaufs des chemischen Potentials über die Grenzfläche ist.

Zu diesen inneren, spinabhängigen Potentialen können noch externe Störungen kommen, die magnetisch „aktiv“ sind (paramagnetische Atome oder Gitterfehler). Bei Stößen mit diesen Defekten verändern die stoßenden Elektronen durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung ihre Spinorientierung (*Spin-Flip-Streuung*). Das heißt, je geringer die Konzentration von Verunreinigungen ist und je perfekter ein Kristall, desto größer wird die Distanz, die ein Elektron in der Schicht wandern kann, ohne die Spinorientierung zu ändern (*Spindiffusionslänge*).

Man betrachtet nun einen elektrischen Strom, der durch ein FM/NM/FM-System in senkrechter Richtung (CPP⁴) fließt. Der Elektronenfluß im Innern einer ferromagnetischen Schicht ist spinpolarisiert [12]. Nach dem Mott’schen Zwei-Strom-Modell kann man den Strom in zwei Spin-Kanäle $I_\uparrow$ und $I_\downarrow$ aufteilen. Im Kanal $I_\uparrow$ fließen die Elektronen, deren Spin entlang der Magnetisierungsrichtung zeigt (Majoritätselektronen, siehe Abbildung 1). Im Kanal $I_\downarrow$ fließen die Elektronen mit entgegengesetzt orientiertem Spin. Jeden Kanal kann man mit zwei Widerständen $R_\uparrow$ und $R_\downarrow$ beschreiben.

Betrachtet man die Zustandsdichte von Eisen (siehe Abbildung 1 a), so überwiegen bei E_F die Majoritätszustände. Man würde vermuten, daß auch die Spinpolarisation eines elektrischen Stromes entlang dieser Richtung zeigt. Bei Kobalt und Nickel würde man genau das Gegenteil erwarten. Alle Majoritätszustände liegen unterhalb der Fermi-Energie, wodurch ein Strom hauptsächlich durch die Minoritätszustände getragen werden sollte. Also müßte die Größe der Spinpolarisation, definiert als

$$P = \frac{I_\uparrow - I_\downarrow}{I_\uparrow + I_\downarrow} = \frac{R_\downarrow - R_\uparrow}{R_\downarrow + R_\uparrow}, \quad (8)$$

⁴ CPP = Current Perpendicular to the Plane, Stromfluß senkrecht durch die Schicht. Geometrie, die in dieser Arbeit verwendet wird. Solange nicht besonders gekennzeichnet, bezeichnet „Stromfluß“ hier immer den Strom in dieser Anordnung.

einen Vorzeichenwechsel beim Vergleich der Systeme Eisen gegen Kobalt/Nickel zeigen. Zum anderen müßte $|P|$ mit der effektiven Zustandsdichte an der Fermi-Kante skalieren.

Der erste experimentelle Nachweis [13] zeigte jedoch ein komplett anderes Verhalten: $P = +44\%$ für Fe, $+34\%$ für Co, $+11\%$ für Ni.

- Dementsprechend scheint die Spinpolarisation eher mit dem Wert des Gesamtmoments (Differenz der Zustandsdichten für Spin $\uparrow$ und Spin $\downarrow$) als mit der Differenz an der Fermi-Energie zu skalieren. Die gemittelten Werte des Gesamtmoments/Atom betragen $\bar{\mu}(\text{Fe}) = 2.2 \mu_B$, $\bar{\mu}(\text{Co}) = 1.7 \mu_B$, $\bar{\mu}(\text{Ni}) = 0.6 \mu_B$ [6].
- Es tritt kein Vorzeichenwechsel auf. Die Spinpolarisation aller drei Materialien ist positiv. Der Strom ist mit einem Überschuß an Spin $\uparrow$ -Elektronen entlang dieser Richtung polarisiert.

Das bedeutet, daß es einer genaueren Analyse der Bandstrukturen der Ferromagneten bedarf, um exakte Vorhersagen zur Spinpolarisation machen zu können. Die Hauptursache für die intuitive Fehldeutung liegt darin, daß man allen Elektronen bei der Fermi-Energie die gleiche Beweglichkeit zuordnet, da man aus der reinen Zustandsdichte auch nicht mehr Information gewinnen kann.

Betrachtet man jedoch die zugehörige Bandstruktur des Materials, wird ersichtlich, daß die Elektronen in den flachen d-Bändern eine geringe Mobilität haben [5] und somit mit einem geringeren Anteil zum elektrischen Transport beitragen. Den Hauptanteil am Strom tragen also die steilen s-Bänder mit hoher Beweglichkeit.

In Abschnitt 2.2 wurde schon gezeigt, daß auch die Grenzflächen im FM / NM-System spinselektierend wirken. Dort wurde aber lediglich der Gleichgewichtszustand betrachtet. Für einen elektrischen Strom bedingt die Grenzfläche nun eine weitere Quelle der Spinpolarisation, welche die im Ferromagneten aufgebaute Ausrichtung verstärken oder abschwächen kann. Tabelle 1 gibt einen Überblick über die theoretisch ermittelten Grenzflächenwiderstände wichtiger Systeme [14]. Diese Werte stimmen gut mit denen überein, die man aus Experimenten extrahieren kann [15, 16].

Genau wie die elektrische Stromdichte j kann man nun eine Spinstromdichte K einführen. Je größer die Polarisation von Ferromagnet / Grenzfläche ist, desto größer ist die dazugehörige Spinstromdichte. Die elektrische Stromdichte ist definiert als $j = nqv_D$. Dabei ist n die Teilchendichte, q die Ladung eines Teilchens (hier: $-e$), und v_D ist die Driftgeschwindigkeit der Teilchen durch das System. Für einen Spinstrom erhält man analog:

$$K = (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) \cdot s \cdot v_D = \frac{\hbar}{2} \cdot \frac{j_{\uparrow} - j_{\downarrow}}{-e} = -\frac{\hbar}{2e} \cdot P \cdot j \quad , \quad \mathbf{K} = K \cdot \hat{\mathbf{m}} \quad . \quad (9)$$

2.3 SPINPOLARISATION UND CPP-GMR

Tabelle 1: Ergebnisse von *first principle*-Rechnungen zum spezifischen Grenzflächenwiderstand [14]. Die größte Spinstreuasymmetrie zeigt die Au / Fe(100)- und die Ag / Fe(100)-Grenzfläche. Beide haben das gleiche Vorzeichen wie die Cu / Co-Grenzfläche, die häufig in Experimenten zum Riesenmagnetowiderstand untersucht wird. Die Cr / Fe(100)-Grenzfläche erzeugt hingegen eine negative Spinpolarisation. Die errechneten Werte stimmen gut mit experimentell gemessenen Polarisationsparametern überein.

System	$AR_{\downarrow}$ [$\text{f}\Omega \text{ m}^2$]	$AR_{\uparrow}$ [$\text{f}\Omega \text{ m}^2$]	P	P_{exp}
Au / Fe(100)	11,39	1,06	0,83	–
Ag / Fe(100)	12,86	1,07	0,85	–
Cu / Co(100)	2,31	0,31	0,76	0.77 ± 0.04 [15]
Cr / Fe(100)	0,77	2,87	–0,58	-0.7 ± 0.15 [16]

Dabei ist zu beachten, daß der Spinstrom „technisch“ definiert ist wie die elektrische Stromstärke. Ein Strom in positiver Richtung bedeutet eine Elektronenbewegung in negativer Richtung. Weit weg von den Grenzflächen des Ferromagneten (im Gleichgewicht), läßt sich diese Größe vektoriell darstellen, wobei der Spinstromvektor entlang des Einheitsvektors $\hat{\mathbf{m}}$ der lokalen Magnetisierung zeigt. An den Grenzflächen erweitert sich diese Größe (genauso wie die elektrische Stromdichte) zu einer tensoriellen Größe, da hier weitere Quellen der Spinpolarisation vorhanden sind.

Ausgehend von der FM-Schicht dringt der Spinstrom in die NM-Schicht ein und sorgt für eine Nichtgleichgewichtsmagnetisierung der Schicht, solange der Strom fließt. Da in der NM-Schicht keine weiteren Quellen für eine Ausrichtung der Leitungselektronen vorhanden sind, zerfällt die Polarisation aufgrund der Spin-Flip-Streuung mit der Zerfallskonstanten λ_{sdl} , der Spindiffusionslänge.

Wählt man nun die Dicke der Zwischenschicht im FM / NM / FM-System so klein, daß die Spindiffusion noch keinen merklichen Einfluß hat ($d \ll \lambda_{\text{sdl}}$), trifft dieser Spinstrom auf die zweite ferromagnetische Schicht. Sind beide Schichten parallel magnetisiert, behalten die Elektronen auch in FM2 ihre Rolle als Majoritäts- und Minoritätselektronen bei. Dementsprechend erzeugt diese Situation einen kleinen Gesamtwiderstand (siehe Abbildung 3 a).

Ist die zweite Schicht jedoch antiparallel magnetisiert, so werden Majoritäts- zu Minoritätselektronen und umgekehrt (siehe Abbildung 3 b). Die nun mehrheitlich vorhandenen Spin $\downarrow$ -Elektronen werden verstärkt an der Grenzfläche und im Volumen gestreut. Makroskopisch bedeutet das, daß der gemessene Gesamt-

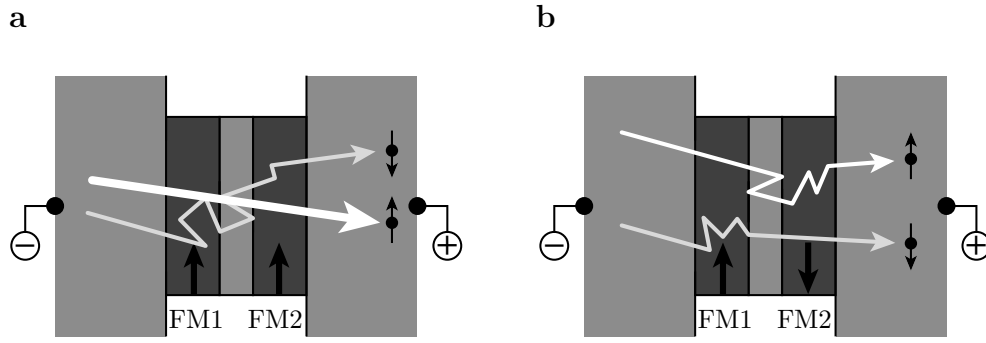


Abbildung 3: **a** Stromfluß durch ein GMR-System mit paralleler Magnetisierung. Der Spin↑-Kanal sorgt für den „Kurzschluß“ des Systems. Dadurch wird der Gesamtwiderstand klein. **b** Stromfluß bei antiparalleler Konfiguration. Beide Spinkanäle tragen zum Gesamtwiderstand bei, was zu einer deutlichen Erhöhung des Widerstands im Vergleich zu **a** führt.

widerstand über das Schichtsystem deutlich ansteigt. Diesen Anstieg bezeichnet man als Riesenmagnetowiderstandseffekt (*GMR-Effekt*⁵) [17, 18].

Dabei hängt der Widerstand vom Winkel zwischen den beiden Magnetisierungen ab. Er hat bei antiparalleler Magnetisierung des Schichtsystems sein Maximum und verhält sich 2π -periodisch. Dementsprechend dient zur Klassifizierung der Größe des GMR-Effektes die relative Widerstandsänderung

$$\text{GMR} = \frac{R_{\text{AP}} - R_{\text{P}}}{R_{\text{P}}} . \quad (10)$$

$R_{\text{AP/P}}$ bezeichnen hierbei die elektrischen Widerstände in vollständig antiparalleler / paralleler Konfiguration der Magnetisierungen des Schichtsystems. Typische Werte für diese Größe sind einige Prozent für Trilayer bei Raumtemperatur bis hin zu über 200 % bei tiefen Temperaturen und Multilagen. Die Winkelabhängigkeit des Riesenmagnetowiderstands läßt sich dabei durch

$$\text{GMR}(\Theta) \propto \cos^2 \left(\frac{\Theta}{2} \right) , \quad (11)$$

beschreiben. Der Winkel Θ ist hierbei der relative Winkel zwischen den Magnetisierungen.

2.4 Dynamik eines Ferromagneten

Mit den Modellen der letzten Abschnitte erhält man ein Bild über den magnetischen Grundzustand des jeweiligen Systems in einem konstanten Magnetfeld.

⁵ GMR = Giant Magneto Resistance, Riesenmagnetowiderstand

2.4 DYNAMIK EINES FERROMAGNETEN

Wenn sich die Schichten aber in einem *zeitlich veränderlichen* Magnetfeld oder noch nicht im Gleichgewicht befinden, so benötigt man ein Modell, das die Dynamik der Magnetisierungen beschreibt.

Da es sich um ein kollektives Phänomen vieler magnetischer Momente handelt, mittelt man das magnetische Moment über kleine Zellen. Man erhält eine lokale Magnetisierung, die sich wie ein klassisches Vektorfeld verhält. Die quantenmechanischen, diskreten Eigenschaften der Elementarmagnete können ignoriert werden. Betrachtet man kleine magnetische Partikel von der Größenordnung ~ 100 nm, so kann man annehmen, daß sie homogen magnetisiert sind, da das Ausbilden einer Domänenwand zuviel Energie kosten würde [19]. Das Problem läßt sich somit mit einem ortsunabhängigen Makrospin $\mathbf{M}(t)$ in einem zeitlich veränderlichen Magnetfeld $\mathbf{B}(t)$ beschreiben [20]

$$\frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} = -\gamma[\mathbf{M}(t) \times \mathbf{B}(t)] \quad , \quad (12)$$

mit dem gyromagnetischen Verhältnis γ . Das magnetische Feld übt ein Drehmoment auf das magnetische Moment aus, das verschwindet, wenn $\mathbf{M} \parallel \mathbf{B}$ ist. Ist $\mathbf{M}$ nun antiparallel zu $\mathbf{B}$ orientiert, so verschwindet das Drehmoment ebenfalls. Aber das System befindet sich nicht im Energieminimum, sondern in einem metastabilen Gleichgewicht, von dem es ohne Störungen (thermische Fluktuationen von $\mathbf{M}$) nicht in den thermodynamischen Gleichgewichtspunkt kommt.

Liegt das Magnetfeld aber unter einem Winkel Θ zum magnetischen Moment an, bewirkt das Drehmoment eine Präzessionsbewegung des magnetischen Moments. Zur Veranschaulichung dieser Bewegung geht man in Gleichung (12) von einem zeitlich konstanten Magnetfeld $\mathbf{B}(t) \equiv \mathbf{B}$ aus. Multipliziert man nun wiederum Gleichung (12) mit $\mathbf{B}$, erhält man

$$\frac{d}{dt}[\mathbf{M} \cdot \mathbf{B}] = 0 \quad . \quad (13)$$

Mit dem konstanten Moment $\mathbf{M}$ kann man das Skalarprodukt nach den Beträgen auflösen und erhält

$$|\mathbf{M}| \cdot |\mathbf{B}| \cdot \frac{d}{dt} \cos \Theta = 0 \quad . \quad (14)$$

Der Öffnungswinkel Θ der Präzession bleibt somit zeitlich konstant und ändert sich nicht. Daraus folgt, daß auch in diesem Fall der Makrospin seinen Gleichgewichtszustand $\mathbf{M} \parallel \mathbf{B}$ nicht erreicht, da keine Energiedissipation stattfindet. Man benötigt einen zusätzlichen Term, der dafür sorgt, daß sich das System in Richtung des Gleichgewichts entwickeln kann. Dazu ersetzt man $\mathbf{B}$ durch ein effektives Magnetfeld

$$\mathbf{B}_{\text{eff}} = \mathbf{B} - \frac{\alpha}{\gamma M_S} \cdot \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad . \quad (15)$$

$\mathbf{B}$ ist hierbei das von außen angelegte Magnetfeld. Der neue Term auf der rechten Seite ist ein Dämpfungsterm (*Gilbert-Dämpfung*), der für ein zusätzliches dissipatives Drehmoment sorgt, ähnlich einer Reibungskraft. Es ist dieser Term, der durch den Spin-Transfer-Effekt beeinflusst wird, und letztendlich dazu führt, daß das magnetische System im Magnetfeld stärker gedämpft wird oder komplett destabilisiert wird (siehe Abschnitt 2.5).

In Materie kommen zu dem in Gleichung (15) definierten Feld noch die Beiträge hinzu, die sich aus den in Abschnitt 2.1 besprochenen Termen zur freien Energie ergeben. Somit erhält man die *Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung* (LLG) für die Bewegung eines Makrospins $\mathbf{M}$

$$\frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} = -\gamma [\mathbf{M}(t) \times \mathbf{B}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_S} \left[\mathbf{M}(t) \times \frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} \right] . \quad (16)$$

2.5 Strominduzierte Spin-Transfer-Effekte

Wie schon in Abschnitt 2.1 dargestellt, tragen Elektronen nicht nur das normale elektromagnetische Feld mit sich, sondern sie vermitteln auch ein *Austauschfeld*, wodurch Elektronen in der Nähe parallel ausgerichtet werden. Diese Wechselwirkung ist sehr kurzreichweitig, im Gegensatz zu den elektromagnetischen Feldern. Um dieses Feld zu nutzen, muß man sehr viele Elektronen durch ein sehr kleines Volumen transportieren, so daß das Austauschfeld in diesem Volumen mit den lokalen magnetischen Momenten wechselwirken kann. In der Praxis bedeutet das, daß man einen elektrischen Strom hoher Dichte erzeugen und durch eine ferromagnetische Schicht leiten muß.

Slonczewski [1] und Berger [2] zeigten unabhängig voneinander 1996 theoretisch erstmals die Auswirkungen dieses Feldes auf ein magnetisches Schichtsystem und unter welchen Bedingungen man diese experimentell erwarten kann. Die Grundgedanken werde ich im folgenden skizzieren, wobei ich hauptsächlich die Ideen nach Slonczewski [21] wiedergebe, da diese in allen neuen Arbeiten zu diesem Thema zitiert werden. Im Prinzip geht man dabei der Frage nach: „Wie kann ich eine ferromagnetische Schicht ummagnetisieren, ohne ein Magnetfeld anzulegen?“

2.5.1 Das Spin-Transfer-Modell

Bei der Betrachtung des GMR-Effektes in Abschnitt 2.3 wurde gezeigt, daß ein nicht kollinearer Magnetisierungszustand Auswirkungen auf makroskopische Meßgrößen wie den elektrischen Widerstand hat. Doch was passiert hierbei mikroskopisch?

In Abbildung 4 ist dargestellt, wie ein Spin reagiert, der die Grenzfläche zwischen einer nichtmagnetischen Schicht NM und einer ferromagnetischen Schicht

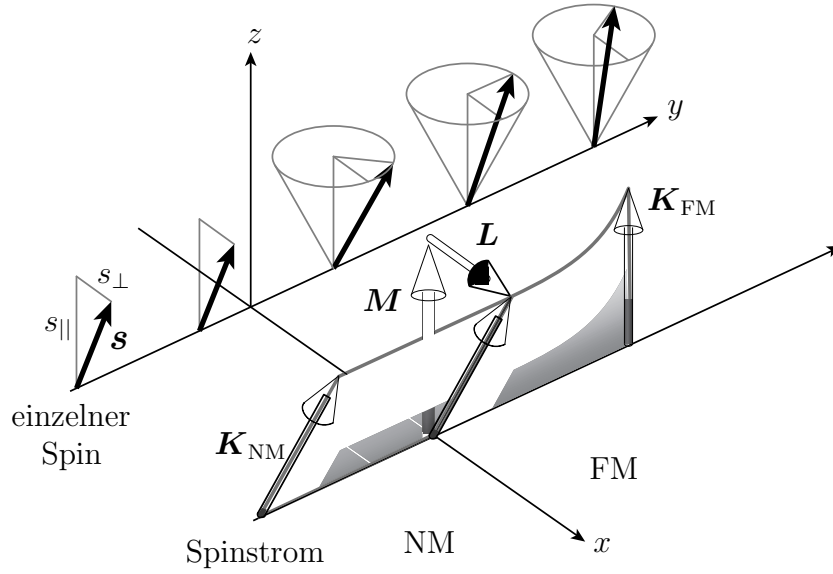


Abbildung 4: Beim Übergang vom Nichtmagneten NM in den Ferromagneten FM beginnt ein Spin zu rotieren, wenn seine Orientierung nicht kollinear zur Magnetisierung M ist. Betrachtet man einen Spinstrom K , löschen sich nach wenigen Atomlagen sämtliche transversalen Komponenten aus, da die Elektronenwellen nicht phasenkohärent sind. Die Absorption bewirkt ein Drehmoment L , das auf die lokalen magnetischen Momente des Ferromagneten wirkt.

FM passiert. Im Nichtmagnet NM ist seine Spinorientierung im Raum konstant⁶. Im ferromagnetischen Bereich FM hingegen präzediert der Spin um das lokale Magnetfeld $B_{\text{eff}} \parallel M$. Passieren nun viele Elektronen die Grenzfläche, rotieren natürlich alle Spins. Da aber keinerlei Phasenkorrelation zwischen den Elektronenwellen herrscht, löschen sich schon nach wenigen Atomlagen im Ferromagneten FM die Spinpräzessionen der Elektronenwellen aus. Die Komponenten $s_{\perp}$ werden absorbiert. Nur die Komponenten $s_{\parallel}$ bleiben erhalten, so daß der Strom im Innern des Ferromagneten entlang M polarisiert ist (wie schon in Abschnitt 2.3 festgestellt). War der Strom vorher unpolarisiert, ergibt sich als zeitliches Mittel über die absorbierte Komponente $\overline{s_{\perp}} = 0$.

Ist der einfallende Strom aber spinpolarisiert, so verschwindet das Mittel nicht mehr, und es verbleibt ein effektiv absorbiertes Moment. Die absorbierte Spin-komponente wirkt als Drehmoment auf die lokale Magnetisierung der ferromagnetischen Schicht.

⁶ Hierbei sind immer die Erwartungswerte $\langle s \rangle$ des Spins gemeint. Die quantenmechanische Unbestimmtheit in s_x und s_y spielt keine Rolle.

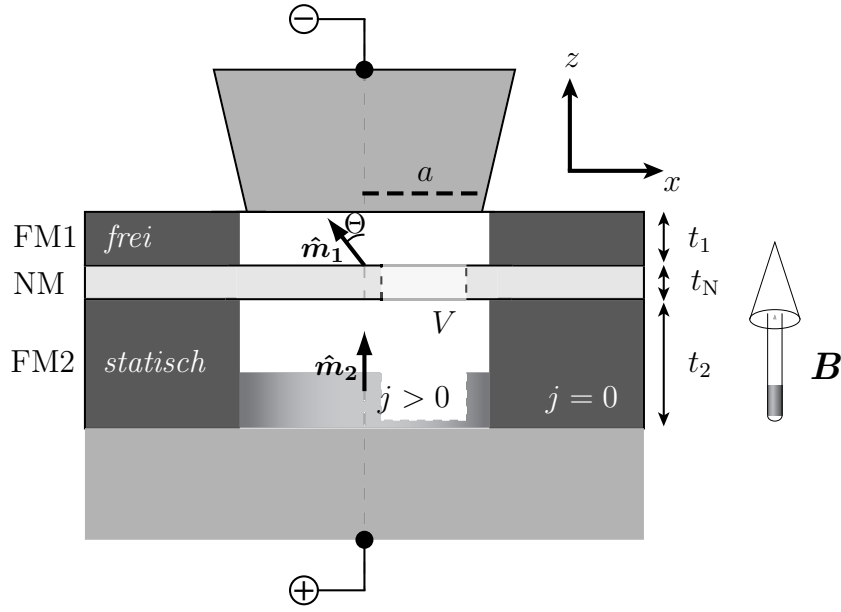


Abbildung 5: Versuchsaufbau zur Erzeugung strominduzierter Drehmomente. Ein elektrischer Strom fließt durch einen Punktkontakt mit Radius a in ein ferromagnetisches Schichtsystem. Die oberste Schicht FM1 wird dabei als frei im Vergleich zur zweiten Schicht FM2 betrachtet. Kommt es zu einer lokalen Auslenkung des magnetischen Moments $\mathbf{m}_1$ werden Spinströme erzeugt, die nicht mehr kollinear sind. Die Absorption der jeweils transversalen Komponenten ergibt ein Drehmoment, das auf beide Momente wirkt [21].

Spinströme werden z. B. in einem typischen GMR-System erzeugt (siehe Abbildung 5). Um nun eine große Stromdichte zu erreichen, wird ein Strom über einen Punktkontakt mit Radius $a \sim 100$ nm in das System injiziert, das aus zwei ferromagnetischen Schichten besteht. Der Strom wird über eine untere Zuleitung wieder extrahiert. Ein Magnetfeld $\mathbf{B}$ liegt senkrecht zu den Schichten an und sättigt beide ferromagnetischen Schichten. Das lokale magnetische Moment $\mathbf{m}_1$ sei unter einem Winkel Θ zum Magnetfeld ausgelenkt (zum Beispiel durch thermische Fluktuation). In beiden ferromagnetischen Schichten werden Spinströme $\mathbf{K}_1$ und $\mathbf{K}_2$ erzeugt, die nicht kollinear sind.

Der elektrische Transport im diffusen Limit ($\rightarrow$ Boltzmann-Gleichung) zeichnet sich dadurch aus, daß die Driftgeschwindigkeit eines Ensembles von Elektronen deutlich kleiner ist als die Geschwindigkeit eines einzelnen Elektrons [6]. Ein einzelnes Elektron wird mehrfach an Störzentren gestreut (Verunreinigungen, Grenzflächen). Dadurch wird die Ausbreitung entlang des von außen angelegten elektrischen Feldes behindert.

Da die typischen Schichtdicken der Systeme sehr dünn sind im Vergleich zur

2.5 STROMINDUZIERTES SPIN-TRANSFER-EFFEKTE

Spindiffusionslänge, durchlaufen die Elektronen des Ensembles mehrfach das System, bevor sie aus dem Bereich des Schichtsystems herausdriften. Durch das Zusammenspiel aus transmittierten und reflektierten Elektronen kommt es dazu, daß an beiden Schichten die jeweils transversalen Komponenten der einfallenden Spinströme (reflektierte oder transmittierte) absorbiert werden. An **beiden** Schichten wirken Drehmomente $\mathbf{L}_1$ und $\mathbf{L}_2$ auf die lokalen magnetischen Momente der jeweiligen ferromagnetischen Schicht.

Man betrachtet nun ein kleines Volumen V in diesem GMR-System, das die Zwischenschicht umfaßt und im Inneren beider Ferromagneten endet. Aus der Drehimpulserhaltung ergibt sich das Gesamtdrehmoment als einfache Nettogleichung aus den hinein- und hinausfließenden Spinströmen

$$\mathbf{L}_1 + \mathbf{L}_2 = K_2 \hat{\mathbf{m}}_2 - K_1 \hat{\mathbf{m}}_1 \quad , \quad \text{wobei} \quad \mathbf{L}_n \cdot \hat{\mathbf{m}}_n = 0 \quad . \quad (17)$$

$\mathbf{L}_n$ sind die auftretenden Drehmomentdichten an den Grenzflächen. Beide Drehmomente sind dabei koplanar zur Ebene, die durch die Einheitsvektoren der Magnetisierungen $\hat{\mathbf{m}}_1$ und $\hat{\mathbf{m}}_2$ aufgespannt wird (siehe Inset von Abbildung 6). Die Größen $\mathbf{L}_{1,2}$ ergeben sich durch Bildung des Skalarprodukts mit $\hat{\mathbf{m}}_1$ bzw. $\hat{\mathbf{m}}_2$ zu:

$$L_1 = \frac{(K_1 \cos \Theta - K_2)}{\sin \Theta} \quad , \quad L_2 = \frac{(K_2 \cos \Theta - K_1)}{\sin \Theta} \quad . \quad (18)$$

Für den Spezialfall gleicher ferromagnetischer Materialien und somit gleicher Spinpolarisation des elektrischen Stromes P ergibt sich in der WKB-Näherung⁷ für freie Elektronen [1]

$$\mathbf{L}_{1,2} = \frac{\hbar}{e} \cdot \mathbf{j} \cdot g(\Theta) \cdot \hat{\mathbf{m}}_{1,2} \times (\hat{\mathbf{m}}_1 \times \hat{\mathbf{m}}_2) \quad . \quad (19)$$

Die Drehmomente hängen somit von der Stromdichte und vom Parameter $g(\Theta)$ ab. Dieser beschreibt die Effizienz, mit der ein Spinstrom in ein Drehmoment umgewandelt wird. In obiger Näherung läßt er sich darstellen als [23]

$$g(\Theta) = \frac{\text{sgn } P}{-4 + \frac{(1+|P|)^3 \cdot (3+\cos \Theta)}{4 \cdot |P|^{3/2}}} \quad . \quad (20)$$

Die Stromdichte geht linear in Gleichung (19) ein. Das bedeutet, daß die Richtung der strominduzierten Drehmomente von der Richtung des Stromes abhängt. Eine Umkehr der Stromrichtung dreht auch die Richtung der Drehmomente um.

Durch eine negative Spinpolarisation P (siehe Tabelle 1) wird aber ebenfalls die Richtung der Drehmomente umgekehrt, da der Effizienzfaktor $g(\Theta)$ in Gleichung (20) direkt an das Vorzeichen von P geknüpft ist.

⁷ WKB = Wentzel-Kramers-Brillouin. Näherungsmethode aus der Quantenmechanik, die den "quasi-klassischen" Grenzfall beschreibt. Man nimmt an, daß sich ein Störpotential nur sehr langsam im Vergleich zu den Wellenlängen der Teilchen ändert [22].

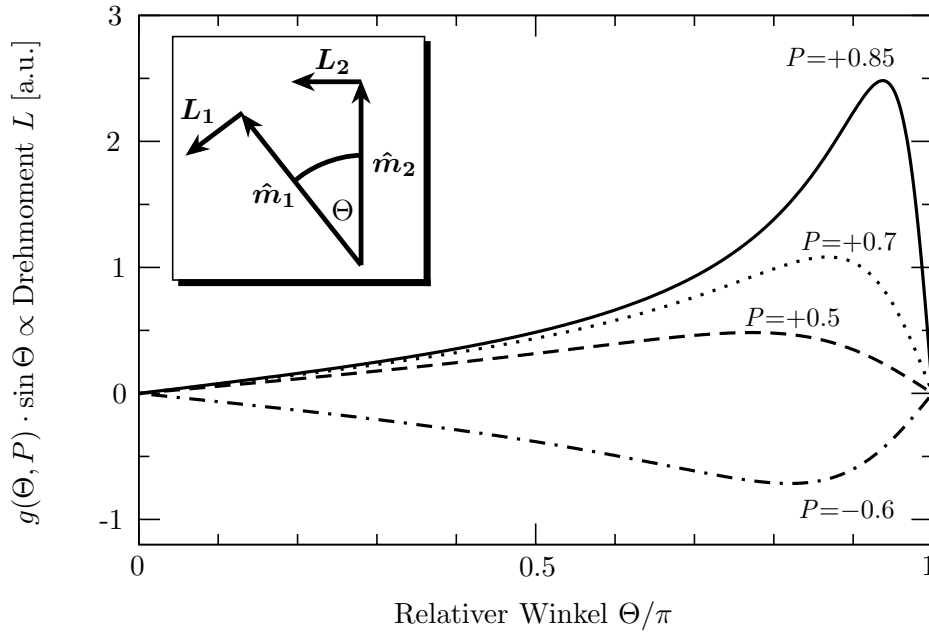


Abbildung 6: Winkelabhängigkeit des strominduzierten Drehmoments L für verschiedene Werte der Spinpolarisation P . Es verschwindet in kollinearer Ausrichtung. Bei umgekehrter Spinpolarisation dreht sich auch das Vorzeichen des Drehmoments um. **Inset:** Zusammenhang zwischen den Richtungen der magnetischen Momente $\hat{m}_1$ und $\hat{m}_2$ und der auftretenden Drehmomente $\mathbf{L}_1$ und $\mathbf{L}_2$ [21].

Den Verlauf des strominduzierten Drehmoments L in Abhängigkeit vom relativen Winkel der magnetischen Momente sieht man in Abbildung 6. In kollinearer Ausrichtung verschwindet das Drehmoment. Es gibt keine transversale Komponente des Spinstroms. Sind beide Momente leicht aus der antiparallelen Ausrichtung verkippt, so erreicht das Drehmoment das Maximum. Der Maximalwert hängt dabei stark von der Größe der Spinpolarisation P ab.

Wenn man die ferromagnetische Schicht FM2 als „statisch“ betrachtet, hat das Drehmoment $\mathbf{L}_2$ keine Auswirkung auf die Richtung von $\hat{m}_2$ und kann vernachlässigt werden. Diese Voraussetzung läßt sich zum Beispiel durch eine sehr dicke ferromagnetische Schicht erfüllen, die durch die Zeeman-Energie im Magnetfeld fixiert wird (siehe Gleichung (5)).

Ist die Schicht FM1 hingegen sehr dünn, so kann man sie als „frei“ betrachten. Das Drehmoment $\mathbf{L}_1$ ändert die Richtung von $\hat{m}_1$ (siehe Inset von Abbildung 6). In der skizzierten Anordnung wirkt das Drehmoment $\mathbf{L}_1$ derart, daß der relative Winkel Θ vergrößert wird. Wie in Abbildung 6 ersichtlich ist, verschwindet das Drehmoment erst, wenn die antiparallele Ausrichtung ($\Theta = \pi$) erreicht wird.

Dieser Zustand ist der neue, globale Gleichgewichtspunkt. Jede Auslenkung aus der antiparallelen Konfiguration beider magnetischer Momente bewirkt ein

rückstellendes Drehmoment.

Man betrachtet nun wieder die Ausgangssituation des Insets von Abbildung 6. Dreht man die Richtung des Gleichstromes um, so drehen sich nach Gleichung (19) die Drehmomente um. $\mathbf{L}_2$ wird wiederum vernachlässigt, und das Drehmoment $\mathbf{L}_1$ bewirkt nun, daß sich das magnetische Moment $\hat{\mathbf{m}}_1$ in Richtung von $\hat{\mathbf{m}}_2$ dreht. Der relative Winkel Θ wird kleiner. Sind beide Momente parallel ($\Theta = 0$), verschwinden die Drehmomente, so daß diesmal der parallele Zustand der globale Gleichgewichtspunkt ist.

Man kann also in Abhängigkeit von der Stromrichtung einmal den parallelen oder den antiparallelen Zustand stabilisieren. Durch den GMR-Effekt (siehe Abschnitt 2.3) ergibt sich entweder ein kleiner oder ein großer Widerstand. Durch den Gleichstrom kann man zwischen dem niederohmigen und dem hochohmigen Zustand hin- und herschalten ($\rightarrow$ *strominduziertes magnetisches Schalten*).

2.5.2 Herleitung der kritischen Stromstärke

In Abschnitt 2.5.1 wurde gezeigt, wie es zu strominduzierten Drehmomenten in magnetischen Schichtsystemen kommt und von welchen Größen diese abhängen. Zur Beschreibung der Reaktion der ferromagnetischen Schicht auf dieses strominduzierte Drehmoment bedient man sich wiederum Gleichung (16) (LLG). Dort stehen auf der rechten Seite nur Drehmomentterme, so daß sich das strominduzierte Drehmoment einfach als Zusatzterm einfügt [23, 24]:

$$\frac{d\mathbf{m}_1}{dt} = -\gamma \mathbf{m}_1 \times \mathbf{B}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_S} \mathbf{m}_1 \times \frac{d\mathbf{m}_1}{dt} + \frac{\gamma \hbar g(\Theta) j}{e t_1 M_S} \mathbf{m}_1 \times (\mathbf{m}_1 \times \hat{\mathbf{m}}_2) \quad (21)$$

Hierbei bezeichnet $\mathbf{m}_{1,2}$ das lokale magnetische Moment der jeweiligen ferromagnetischen Schicht. $\hat{\mathbf{m}}_2$ ist der Einheitsvektor zum magnetischen Moment der Schicht FM2. Der Vorfaktor des letzten Terms in Gleichung (21) ist umgekehrt proportional zur Schichtdicke t_1 der freien ferromagnetischen Schicht FM1. Die Ursache dafür liegt darin, daß das strominduzierte Drehmoment nach Gleichung (17) ein Grenzflächeneffekt ist, die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung aber das Volumen beschreibt.

Man nimmt wiederum an, daß die Magnetisierung von FM2 in Abbildung 5 statisch sei. Anregungen in FM1 hingegen sollen eine kleine Amplitude haben, so daß diese als 2-dim betrachtet werden können. Mit dem Ansatz $m_{1x} + i m_{1y} = e^{i\omega t} u(x, y)$ für eine 2-dim Spinwelle [21] erhält man die linearisierte LLG für den ortsabhängigen Amplitudenanteil $u(x, y)$

$$\left[\omega - \gamma B_{\text{eff}} + \frac{2\gamma A}{M_S} (\partial_x^2 + \partial_y^2) - i\alpha\omega + i \frac{\hbar \gamma g(\Theta)}{e M_S t_1} j \right] \cdot u(x, y) = 0 \quad . \quad (22)$$

Hierbei beschreibt A die Austauschsteifigkeit zur Erzeugung von Spinwellen und α die Gilbert-Dämpfung. Die Spinwellenfrequenz wird mit ω angegeben, das gyromagnetische Verhältnis mit γ und die Sättigungsmagnetisierung mit M_S .

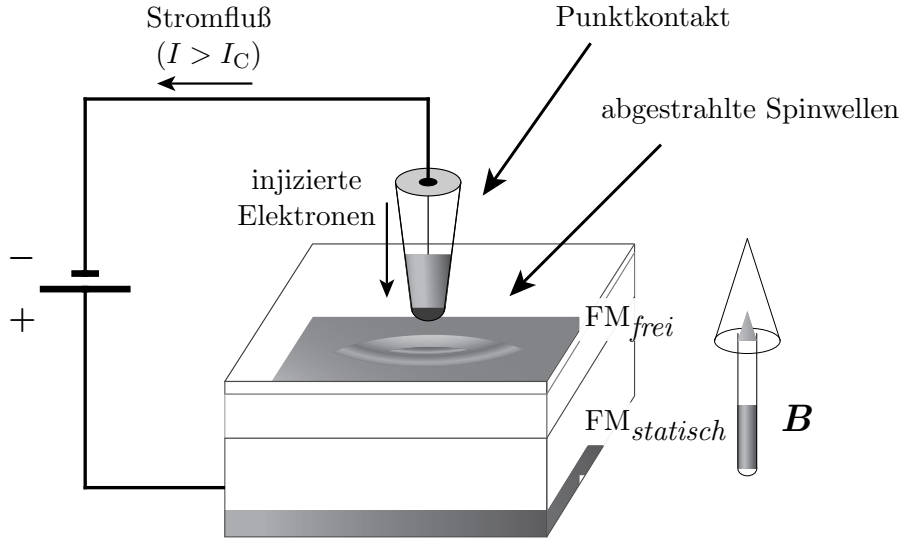


Abbildung 7: Überschreitet die angelegte Stromstärke einen kritischen Wert, so werden in der „freien“ magnetischen Schicht Spinwellen angeregt, die radial nach außen abstrahlen. Bei weiterer Erhöhung der Stromstärke kommt es zum vollständigen Ummagnetisieren im Bereich des Punktkontakts.

Die reellen Teile von Gleichung (22) beschreiben die Ausbreitung, die imaginären Teile die Dämpfung von Wellen. Da aber der imaginäre Anteil die Stromdichte enthält, ist diese vorzeichenbehaftet. Das bedeutet, daß eine gewisse *Stromrichtung* und *Stromdichte* eine Instabilität des magnetischen Systems zur Folge hat und somit zu Spinwellen mit großer Amplitude bis hin zum Ummagnetisieren der Schicht führen kann (siehe Abbildung 7). Die kritische Stromstärke gibt an, ab welcher Stromstärke die Dämpfung überwunden ist. In der bislang besprochenen Geometrie bedeutet das, daß unter dem Punktkontakt Spinwellen erzeugt werden, und diese radial nach außen wandern.

Zur Veranschaulichung von Gleichung (22) kann man beide Anteile des Imaginärteils gleichsetzen

$$\alpha\omega = \frac{\hbar\gamma g(\Theta)}{eM_S t_1} j_C . \quad (23)$$

Setzt man für $\omega \approx \gamma B_{\text{eff}}$ [25] die Resonanzfrequenz der ferromagnetischen Resonanz (FMR) ein, erhält man eine Abschätzung für die kritische Stromstärke

$$I_C = \frac{e\alpha}{\hbar g(\Theta)} \cdot \pi a^2 \cdot M_S \cdot t_1 \cdot B_{\text{eff}} . \quad (24)$$

Hierbei ist t_1 die Dicke der freien ferromagnetischen Schicht und a der Kontaktradius (siehe Abbildung 5). Eine exakte Lösung von Gleichung (22) mit zylindrischen Besselfunktionen liefert eine kritische Stromstärke I_C , die sich nur um einen

2.5 STROMINDUZIERTES SPIN-TRANSFER-EFFEKTE

konstanten Faktor ~ 1.01 unterscheidet. Die Stromstärke I_C weicht somit nur um 1 % von Gleichung (24) ab. Es tritt allerdings ein Zusatzterm auf, der proportional zur Austauschsteifigkeit A ist und die Energiedissipation durch Abstrahlung von Spinwellen beschreibt [21].

Im Unterschied zu Abbildung 5 ist in den Strukturen dieser Arbeit auch die „freie“ magnetische Schicht auf der Größe des Stromkontaktes eingeeengt. Daher fällt der Zusatzterm weg, da dem System keine Möglichkeit zur Abstrahlung von Spinwellen gegeben wird.

2.5.3 Größe der kritischen Stromstärke für das Fe/Ag-System

Um die kritische Stromstärke nach Gleichung (24) quantitativ abzuschätzen, betrachte ich das System, das in dieser Arbeit verwendet wird: eine 2 nm dicke Eisenschicht ist durch eine 6 nm dicke Silberschicht von einer 10 nm dicken Eisenschicht getrennt. Ein Magnetfeld von $B_{\text{ext}} = 1.2 \text{ T}$ liegt in Schichtebene an und sättigt beide Schichten. Die dünne Eisenschicht ist kreisförmig mit einem Radius $a = 75 \text{ nm}$ strukturiert.

Das effektive Magnetfeld B_{eff} aus Gleichung (24) läßt sich folgendermaßen formulieren [26]

$$B_{\text{eff}} = B_{\text{ext}} + B_{\text{Ani}} + \frac{1}{2} \mu_0 M_{\text{eff}} \quad . \quad (25)$$

Der Summand $\frac{1}{2} \mu_0 M_{\text{eff}}$ ergibt sich dabei aus einem Entmagnetisierungsfeld senkrecht zur Schicht. Wenn das magnetische Moment der dünnen ferromagnetischen Schicht FM1 durch den Strom angeregt wird, ist die Präzession dadurch stark elliptisch verzerrt [23, 26, 27].

Berücksichtigt man zusätzlich den Beitrag der Oberflächenanisotropie K_{Surf} , der vor allem bei einer 2 nm dicken Schicht nicht mehr vernachlässigbar ist [28], so erhält man

$$\mu_0 M_{\text{eff}} = \mu_0 M_S - \frac{4K_{\text{Surf}}}{t_1 M_S} = 1.331 \text{ T} \quad . \quad (26)$$

Mit einem Kristallanisotropiefeld von $2.36 \cdot 10^{-2} \text{ T}$ [28] ergibt sich so ein effektives Feld von

$$B_{\text{eff}} = B_{\text{ext}} + 2.36 \cdot 10^{-2} \text{ T} + 0.5 \cdot 1.331 \text{ T} = B_{\text{ext}} + 0.689 \text{ T} \quad . \quad (27)$$

Das lokale magnetische Moment $\mathbf{m}_1$ der dünnen Eisenschicht sei unter einem kleinen Winkel von 0.1π leicht gegen das Moment $\mathbf{m}_2$ der dicken Schicht verkippt. Mit der Spinpolarisation $P = 0.85$ der Fe / Ag-Grenzfläche (siehe Tabelle 1) erhält man mit Gleichung (20) eine Effizienz des Spin-Transfers von $g(0.1 \pi) = 0.25$.

Die Gilbert-Dämpfung wird mit $\alpha = 2.45 \cdot 10^{-3}$ abgeschätzt [28]. Mit der Sättigungsmagnetisierung $M_S = 1.71 \cdot 10^6$ A/m [6] von Eisen und den Tabellenwerten von e und $\hbar$ [5] erhält man eine kritische Stromstärke von

$$I_C^+(\Theta = 0.1 \pi, B_{\text{ext}} = 1.2 \text{ T}, a = 75 \text{ nm}) = 1.7 \text{ mA} . \quad (28)$$

Für die kritische Stromdichte j_C^+ ergibt sich ein Wert von

$$j_C^+(\Theta = 0.1 \pi, B_{\text{ext}} = 1.2 \text{ T}, a = 75 \text{ nm}) = \frac{I_C^+}{\pi a^2} = 1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2 . \quad (29)$$

Durch die lithographische Strukturierung der Probe liegt eine Ungewißheit über die magnetischen Parameter B_{eff} und α vor, da diese üblicherweise an ausgedehnten Schichtsystemen bestimmt werden. Da man nicht genau weiß, wie sich diese Parameter durch das Ätzen der Nanomagnete verändern (siehe Abschnitt 4.2.2), betrachtet man in Experimenten die Veränderung der kritischen Stromstärke I_C^+ mit dem äußeren Magnetfeld

$$\frac{dI_C^+}{dB_{\text{ext}}} = \frac{e\alpha}{\hbar g(\Theta)} \cdot \pi a^2 \cdot M_S \cdot t_1 = 0.9 \frac{\mu\text{A}}{\text{mT}} . \quad (30)$$

Diese Größe ist nicht mehr vom effektiven Magnetfeld B_{eff} abhängig.

Die kritische Stromdichte liegt damit im Bereich der Elektromigration [29]. In der Halbleiterindustrie werden diese Größen aber üblicherweise bei höheren Temperaturen von 200°C und über lange Zeiträume von 100 h ermittelt und statistisch ausgewertet, um eine Aussage über die Zuverlässigkeit der Chips zu erhalten. Zudem werden meist lange Strukturen ähnlich von Leiterbahnen auf Chips betrachtet, die auf voller Länge mit der hohen Stromdichte $j > 10^6$ A/cm² belastet werden.

Für kurze Messungen bei Raumtemperatur oder darunter sollte man aber stabile Messungen ausführen können, die die Meßkontakte nicht zerstören. Für eine technologische Anwendung der Spin-Transfer-Effekte muß man aber unbedingt die kritische Stromdichte heruntersetzen.

2.5.4 Experimenteller Nachweis

Die ersten eindeutigen experimentellen Bestätigungen der Spin-Transfer-Theorie gab es an einem eingegengten, magnetischen System von Katine et al. [3]. Abbildung 8 a zeigt den Probenaufbau schematisch. Es wurden verschiedene Lithographieschritte verwendet, um das System auf einen lateralen Durchmesser von 130 nm zu begrenzen. Das verwendete magnetische System ist Co(10) / Cu(6) / Co(2.5)⁸. Das Magnetfeld liegt bei den Messungen in der Schichtebene an und sättigt das System, so daß es sich im parallelen Magnetisierungszustand befindet.

2.5 STROMINDUZIerte SPIN-TRANSFER-EFFEKTE

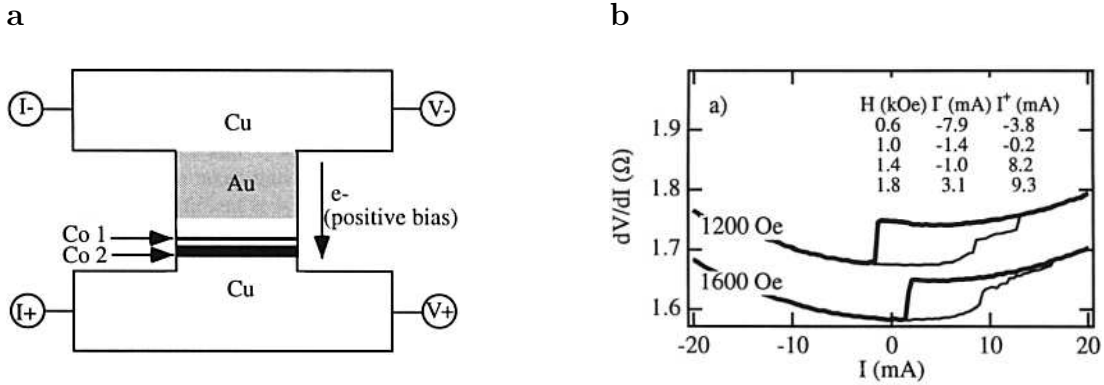


Abbildung 8: **a** Zum ersten eindeutigen Nachweis des strominduzierten magnetischen Schaltens wurde ein Nanomagnet aus Co(10nm) / Cu(6) / Co(2.5) [in nm] mit einem Durchmesser von $d \sim 130$ nm hergestellt. **b** Abhängigkeit des elektrischen Widerstands gegen angelegte Stromstärke. Bei $+$ -Strom wird ein hochohmiger Zustand erreicht. Bei $-$ -Strom springt das System in einen niederohmigen Zustand. Beide Sprünge kann man mit dem Spin-Transfer-Modell erklären. Die dünne Co-Schicht wird zwischen parallelem und antiparallelem Zustand magnetisch hin- und hergeschaltet [3].

Durch den GMR-Effekt (siehe Abschnitt 2.3) besitzt das System einen kleinen elektrischen Widerstand.

In Abbildung 8 b ist die zugehörige Abhängigkeit des differentiellen Widerstandes dU/dI gegen die angelegte DC-Stromstärke I gezeigt. Die Stromschleife startet von $I = 0$ zu größerem positiven Strom. Es treten zwei Sprünge nach oben in einen hochohmigen Zustand auf, in dem das System bei weiterer Erhöhung verharrt.

Erniedrigt man im folgenden den Strom, so verbleibt das System im hochohmigen Zustand. Erst bei deutlich kleinerer Stromstärke tritt der zweite Sprung auf, der nun vom hochohmigen zum niederohmigen Zustand erfolgt, und auch bei Erhöhung der Stromstärke in negativer Richtung dort verbleibt.

Die Sprünge zeigen eine klare Magnetfeldabhängigkeit, wie in Abbildung 8 b zu sehen ist. Die zweite, der Übersichtlichkeit halber nach unten verschobene Kurve ist bei dem größeren externen Feld von 1600 Oe aufgenommen. Beide Sprünge wandern nach rechts, zu größerer positiver Stromstärke.

Da ein äußeres Feld immer die parallele Magnetisierung beider Schichten bevorzugt, bedeutet ein größeres externes Feld nach Gleichung (24), daß ein größeres strominduziertes Drehmoment wirken muß, um das magnetische Moment aus dieser Lage auszulenken. Die kritische Stromstärke steigt zu größeren positiven Strömen.

Es herrscht eine klare Asymmetrie zwischen positivem und negativem Strom.

⁸ Werte in Klammern sind die verwendeten Schichtdicken in nm.

Ein Wirbelzustand, der durch das strominduzierte Oersted-Feld erzeugt wird (siehe Abschnitt 2.6), sollte hochgradig symmetrisch bezüglich der Stromrichtung sein. Dieses Feld mag unterstützend wirken, kann aber die Form der Kurven nicht erklären.

Auffällig an diesen Messungen ist, daß das Ummagnetisieren in den antiparallelen, hochohmigen Zustand in mehreren Schritten erfolgt, der Sprung in den parallelen Zustand jedoch mit einem Mal. Des weiteren konnten Katine et al. nur in dem angegebenen Magnetfeldbereich zwischen 1200 Oe und 1600 Oe ein eindeutiges Schaltverhalten messen. Bei ihrer Interpretation konnten sie dieses Verhalten nicht eindeutig klären, und sie nahmen an, daß es durch mehrere Domänen zum sukzessiven Ummagnetisieren kommt.

2.6 Oersted-Feld vs. Spin-Transfer

Prinzipiell muß man bei der Beobachtung von strominduziertem magnetischen Schalten immer berücksichtigen, daß der Strom von einem Magnetfeld begleitet ist. Dieses Oersted-Feld umgibt den Strom tangential. Im Inneren eines zylindrischen Leiters ist es dabei $B_{\text{Oersted}} \propto j r$, wobei r den Abstand zum Zentrum des Leiters angibt und j die Stromdichte [30]. Die Abhängigkeit im Außenbereich hingegen ist $\propto 1/r$.

Der Spin-Transfer-Effekt hat eine andere Abhängigkeit. Nach Gleichung (19) ist er direkt proportional zu j . Unter einer gewissen Größe der Struktur überwiegt damit der Spin-Transfer-Effekt über das strominduzierte Magnetfeld. Slonczewski [23] schätzt diesen Übergang bei Strukturen mit einem Durchmesser kleiner 200 nm ab. Neben der großen Stromdichte ist dies eine weitere, fundamentale Bedingung zur Beobachtung der Spin-Transfer-Effekte.

Ein Strom in CPP-Richtung, der durch ein magnetisches Schichtsystem fließt, erzeugt somit ein zylindersymmetrisches Magnetfeld, das auf die lokalen Momente der ferromagnetischen Schichten wirkt. Ab einer gewissen Stromstärke werden dadurch Wirbelzustände erzeugt, die die gleiche Symmetrie wie das Oersted-Feld haben.

Diese Zustände wurden auch schon nachgewiesen [31, 32]. Dazu wurden typische GMR-Systeme (NiFeCo / Cu / NiFe-Multilayer bzw. Co / Cu-Trilayer) verwendet, die ähnlich wie in dieser Arbeit durch lithographische Prozesse für die Widerstandsmessungen strukturiert wurden.

Durch die Ausbildung der Wirbelzustände kommt es bei den Widerstandsmessungen an diesen Proben dazu, daß eine Erhöhung der Stromstärke eine kontinuierliche Zunahme des Widerstands erzeugt, wenn eine Schicht in den Wirbelzustand ummagnetisiert, die zweite aber noch nicht. Magnetisiert die zweite Schicht um, nimmt der Widerstand wieder kontinuierlich ab, da in der zweiten Schicht ein vergleichbarer Zustand erzeugt wird. Aufgrund der Zylindersymmetrie des Oersted-Felds treten diese Zustände bei beiden Stromrichtungen auf. Der Widerstandsverlauf ist symmetrisch bezüglich der Stromachse.

2.7 ÜBERBLICK ÜBER DIE AKTUELLE FORSCHUNG

Das Ummagnetisierungsverhalten, das durch den Spin-Transfer-Effekt nach Abschnitt 2.5 erzeugt wird, unterscheidet sich davon in zwei wesentlichen Punkten:

- Keine Symmetrie bezüglich der Stromrichtung. In einem vollständig gesättigten System kann nur eine Stromrichtung eine Anregung und ein Schalten erzeugen. Bei der umgekehrten Stromrichtung darf keine Anregung stattfinden.
- Das Schaltverhalten zeichnet sich üblicherweise durch Sprünge zwischen zwei Zuständen aus. Ab einer kritischen Stromstärke ist dieser neue Zustand stabil. Der Widerstand bleibt bei einer Erhöhung der Stromstärke auf diesem Niveau.

Wie ich in Kapitel 6 zeigen werde, kann das Oersted-Feld die in dieser Arbeit präsentierten Daten nicht erklären. In den wichtigen Voraussetzungen der Symmetrie bezüglich der Stromrichtungsabhängigkeit unterscheiden sich die gefundenen Ergebnisse deutlich von den Effekten, die ein strominduziertes Oersted-Feld hervorrufen würde.

2.7 Überblick über die aktuelle Forschung

In den letzten Jahren wurde viel über die Spin-Transfer-Effekte diskutiert. Zunächst eher theoretisch als experimentell, da es anfänglich nur zwei Gruppen waren, die experimentell Erfolge vorweisen konnten. Anfänglich gab es noch eine zweite Theorie zum Zustandekommen des strominduzierten Ummagnetisierens [33].

Diese Theorie betrachtet die Spinakkumulation um eine ferromagnetische Schicht, wenn ein Strom fließt, und die Wechselwirkung dieser Spinakkumulation mit einer zweiten. Der Hauptunterschied besteht darin, daß die Spinakkumulation wesentlich weiter in den Ferromagneten eintritt und somit eher als Volumeneffekt anzusehen ist. Der in Abschnitt 2.5.1 vorgestellte Spin-Transfer ist aber ein Grenzflächeneffekt. Somit haben beide Effekte eine andere Abhängigkeit von der Dicke der ferromagnetischen „freien“ Schicht.

Mittlerweile existieren eine Vielzahl experimenteller Arbeiten, die eine gute Übereinstimmung mit dem von Slonczewski [1, 21] vorhergesagten Spin-Transfer-Verhalten zeigen. Auch neuere theoretische Arbeiten [34], die diese Theorie testen, ergeben eine sehr gute Übereinstimmung mit diesem Mechanismus, so daß der Einfluß der Spinakkumulation zur Zeit nicht mehr diskutiert wird.

Der aktuelle Hauptdiskussionspunkt ist ein anderer: Ist die Anregung kohärent oder inkohärent? Die in Abschnitt 2.5.1 beschriebene Spin-Transfer-Darstellung geht von einem rotierenden Makrospin aus, bei dem sich alle magnetischen Momente gleichförmig bewegen, so daß $|\mathbf{M}|$ während der Präzessionen konstant ist.

Urazhdin [35, 36] behauptet aber, daß genau dies nicht der Fall ist. Er untersucht das Schaltverhalten zeitaufgelöst bei verschiedenen Magnetfeldern und Temperaturen. Dabei treten metastabile Zustände auf, bei denen das magnetische System zwischen zwei Zuständen hin- und herspringt. Die Verweilzeiten können sich dabei über sechs Größenordnungen ändern ($\text{ms} \rightarrow \text{ns}$). Die Auswertung dieser Zeiten bringt Urazhdin dazu, den Hauptanteil massiven Magnonenanregungen zuzuschreiben, die sowohl untereinander als auch mit einfallenden Elektronen wechselwirken und somit inkohärent sind. Dadurch ist das magnetische Moment $|\mathbf{M}|$ nicht mehr konstant. Zur Beschreibung dieser Effekte wird eine effektive, strominduzierte magnetische Temperatur eingeführt.

Dementsprechend zielen die neuesten Untersuchungen darauf ab, die Anregungen zeitlich im sub-ns Bereich abzubilden [37]. Durch elliptisches Design der Nanomagnete wird eine Formanisotropie entlang der langen Achse des Nanomagneten erzeugt. Mit einem Magnetfeld, das unter einem Winkel zur langen Achse anliegt, erreicht man Präzessionen des magnetischen Moments um das effektive Feld, wenn die kritische Stromstärke des Systems überwunden ist. Die Frequenz dieser kohärenten Anregungen liegt dabei im GHz-Bereich. Die Oszillationen zeigen eine extrem hohe Güte.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Reduktion der kritischen Stromstärke und die Vergrößerung der Widerstandsveränderung. Diese Punkte sind für den technologischen Aspekt natürlich sehr wichtig, denn das strominduzierte magnetische Schalten hat ein sehr großes Potential für zukünftige, ultraschnelle Bauelemente, zum einen natürlich im MRAM⁹ oder in der Übertragungstechnik als Oszillator im GHz-Bereich.

Ansätze zur Reduktion von I_C sind zum Beispiel die Verringerung der Sättigungsmagnetisierung M_S , da diese linear zu I_C beiträgt. Yagami et al. [27] benutzen hierzu ferromagnetische Schichten aus CoFeB mit $M_S = 0.75 \text{ T}$. Dadurch reduziert sich die kritische Stromdichte um eine Größenordnung auf $\sim 10^6 \text{ A/cm}^2$. Für eine mögliche Anwendung in der MRAM-Technologie müßte diese aber noch um eine weitere Größenordnung reduziert werden, damit die MOSFETs zur Ansteuerung der Elemente nicht überlastet werden.

Chiba et al. [38] erreichen diese zusätzliche Reduktion zwar, aber nur bei $T = 30 \text{ K}$. Sie verwenden (Ga,Mn)As als ferromagnetischen Halbleiter und GaAs als Tunnelbarriere. Die (Ga,Mn)As-Schichten zeigen ein $M_S \sim 0.1 \text{ T}$ und eine Curie-Temperatur von $T_C \sim 50 \text{ K}$. Da die Tunnelbarriere keine großen Stromdichten verträgt, müssen die Messungen mit einem gepulsten Strom durchgeführt werden. Die kritische Stromdichte ergibt sich dabei zu $j_C \sim 10^5 \text{ A/cm}^2$, allerdings unter den oben genannten Einschränkungen.

⁹ MRAM = Magnetic Random Access Memory; ein Arbeitsspeicher, der seinen Inhalt permanent behält.

3 Herstellung & Charakterisierung der Schichtsysteme

Zur genaueren Untersuchung strominduzierter Drehmomente benötigt man möglichst perfekte und wohldefinierte magnetische Systeme. Kristalline Eisenschichten, die mit dem MBE¹⁰-Verfahren hergestellt werden, sind dafür sehr gut geeignet. In den folgenden Abschnitten werde ich dieses Depositionsverfahren vorstellen und zeigen, welche magnetischen Eigenschaften die von mir hergestellten Schichten haben.

Die untersuchten Systeme sind:

- Fe(10) / Cr(1.2) / Fe(2)¹¹: Dieses System diente als Ausgangspunkt zur Entwicklung des Strukturierungsprozesses der Nanomagnete (siehe Kapitel 4). Durch die starke antiferromagnetische Kopplung über die Zwischenschicht herrscht bei kleinen Magnetfeldern ein antiparalleler Magnetisierungszustand. Die Strukturen sollten damit auf jeden Fall den CPP-GMR zeigen, den ich auch in meinen Messungen an diesem System eindeutig nachweisen kann. Die Strukturen zeigen Probleme bei der Herstellung der elektrischen Kontakte. Außerdem sind strominduzierte magnetische Anregungen nachweisbar. Die Anregungen sind jedoch nicht eindeutig zuzuordnen (siehe Abschnitt 5.2).
- Fe(14) / Cr(0.9) / Fe(10) / Ag(6) / Fe(2): Die unteren dicken Eisenschichten sind hierbei über die dünne Chromschicht stark aneinander gekoppelt ($\rightarrow$ synthetischer Antiferromagnet). Die obere Eisenschicht ist hingegen vom Rest des Systems magnetisch entkoppelt. Mit einem verbesserten Verfahren zur Herstellung der Nanostrukturen zeigen diese Schichten wesentlich größere GMR-Effekte und bedingt durch die entkoppelte, dünne Eisenschicht auch eindeutige Sprünge in Abhängigkeit von der angelegten Stromstärke (siehe Abschnitt 5.3).

3.1 Molekularstrahlepitaxie

Die wesentlichen Merkmale der Molekularstrahlepitaxie sind:

- Die zu deponierenden Materialien werden thermisch verdampft. Die Atome haben damit eine sehr geringe kinetische Energie $E_{\text{kin}} \sim 0.1$ eV, wodurch sie sehr sanft auf dem Substrat landen und somit die Kristallstruktur nicht schädigen. Gleichzeitig fehlt ihnen aber kinetische Energie, um zum Beispiel zu Stufenkanten zu wandern. Die Beweglichkeit der Atome ist wichtig, um ein lagenweises Aufwachsen der Schichten zu erhalten. Die Beweglichkeit

¹⁰ MBE = Molecular Beam Epitaxy, Molekularstrahlepitaxie

¹¹ Werte in Klammern geben die Schichtdicken in nm an.

wird deshalb oft durch eine Erhöhung der Substrattemperatur während der Deposition unterstützt. Ebenso reduziert ein nachträgliches Tempern (*Anlassen*) der Schicht bei erhöhter Temperatur in gewissen Fällen Fehler in der Kristallstruktur der Schicht.

- Ein sehr geringer Hintergrunddruck ($p \sim 10^{-11}$ mbar) während der Deposition garantiert eine hohe chemische Reinheit, da nur sehr wenige Fremdatome vorhanden sind, die mit in die Schicht eingebaut werden könnten. Wenn man ein kristallines Substrat verwendet, kann so die Gitterstruktur über mehrere Schichten unterschiedlicher Materialien fortgesetzt werden. Wichtig ist dabei die Gitterkonstante und die Kristallstruktur der Materialien, so daß diese epitaktisch aufeinander passen.
- Die Wachstumsraten sind sehr klein (typischerweise 0.01 nm/s), wodurch die Atome genügend Zeit haben, sich auf der Oberfläche zu einem Kristall zu ordnen.

Die Nachteile liegen dabei auf der Hand. Der Aufwand ist sehr groß, da nur sehr wenige, kleine Proben gleichzeitig hergestellt werden können. Die Einhaltung des UHV¹²-Hintergrunddrucks der Anlage erfordert außerdem einen erheblichen Wartungsaufwand. Der Beschichtungsprozeß dauert durch die kleinen Wachstumsraten der Schichten meistens sehr lange. Dadurch ist dieses Verfahren ungeeignet für industrielle Anwendungen. Für die Erforschung neuer Phänomene ist es aber bestens geeignet, da die Proben von hoher und vor allem reproduzierbarer Qualität sind.

Die Anlage, die für die Proben dieser Untersuchungen verwendet wurde, zeigt Abbildung 9. Sie besteht aus drei Kammern. In der Hauptkammer werden die kristallinen Schichten Silber, Eisen und Chrom deponiert. Das Wachstum kann hierbei mittels RHEED¹³ kontrolliert werden (in dieser Arbeit jedoch nicht genutzt). In der Vorkammer werden Schutzschichten aus Gold oder Zinksulfid aufgebracht.

In der Analysekommer stehen ein LEED- und ein AES-System zur Verfügung. Mit der Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES) kann die chemische Zusammensetzung der Oberfläche analysiert werden. Dabei werden Elektronen mit einer elektrischen Spannung von 3 kV beschleunigt und auf die Probe geschossen. Diese Elektronen lösen nun eine Vielzahl Sekundärelektronen aus, unter anderem die Auger-Elektronen^[4]. Diese haben eine elementspezifische Energieverteilung, die mit einem CMA¹⁴ analysiert werden. Durch Vergleich mit Referenzspektren [40]

¹² UHV = Ultra-Hoch-Vakuum, $p < 10^{-9}$ mbar

¹³ RHEED = Reflection High Energy Diffraction, reflektierende hochenergetische Elektronenbeugung. Aus dem Beugungsmuster können Rückschlüsse auf Rauigkeit und Kristallinität gewonnen werden.

¹⁴ CMA = Cylindrical Mirror Analyzer

3.1 MOLEKULARSTRAHLEPITAXIE

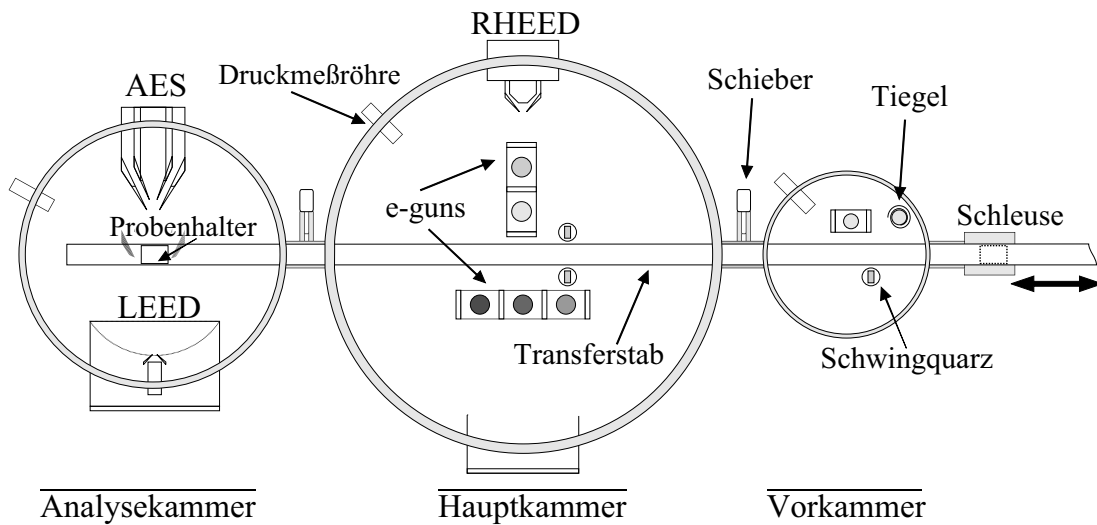


Abbildung 9: Aufsicht auf die verwendete MBE-Aufdampfanlage. Die Anlage beinhaltet die Standard-Analysemethoden AES, LEED und RHEED. In der Hauptkammer befinden sich zwei Elektronenstrahlverdampfer mit fünf Materialien. In der Vorkammer sind ein Glühwendel-beheizter Tiegel und ein weiterer Elektronenstrahlverdampfer. Die deponierten Schichtdicken werden mit Schwingquarz-Monitoren gemessen [39].

erhält man Informationen über die chemischen Elemente auf der Probenoberfläche.

Die Beugung niederenergetischer Elektronen (LEED¹⁵) gibt ein Abbild des reziproken Kristallnetzes der Oberfläche. Aufgrund der Geometrie kann dieses Verfahren erst nach erfolgter Schichtdeposition erfolgen. Die Beugungsbilder erlauben eine schnelle Auskunft über die Kristallstruktur der Oberfläche der Schicht. Um jedoch quantitative Aussagen über das Schichtwachstum machen zu können, benötigt man weitere Untersuchungen (zum Beispiel Rastertunnelmikroskopie).

In dieser Arbeit werden ausschließlich Materialien aufgedampft, die sehr gut epitaktisch aufwachsen und ausreichend gut charakterisiert sind [41]. Das Know-How habe ich übernommen und das Verfahren nicht geändert, so daß ich hier nicht weiter auf die Analysemethoden und deren Auswertung eingehe. Diese sind ausführlich in [11, 41] beschrieben. Sowohl die magnetischen Eigenschaften wie auch die Oberflächenrauigkeiten der Schichten (nachträglich mit einem Rasterkraftmikroskop (AFM¹⁶) gemessen) zeigen die erwarteten Größen.

Als Substrat wird ein $10 \times 10 \text{ mm}^2$ großes Stück eines undotierten GaAs(100)-Wafers benutzt. Nach Desorption des nativen Sauerstoffs durch Tempern für 1 h @ $\sim 600^\circ\text{C}$ im UHV der MBE-Anlage erreicht man eine kristalline Ober-

¹⁵ LEED = Low Energy Electron Diffraction

¹⁶ AFM = Atomic Force Microscope

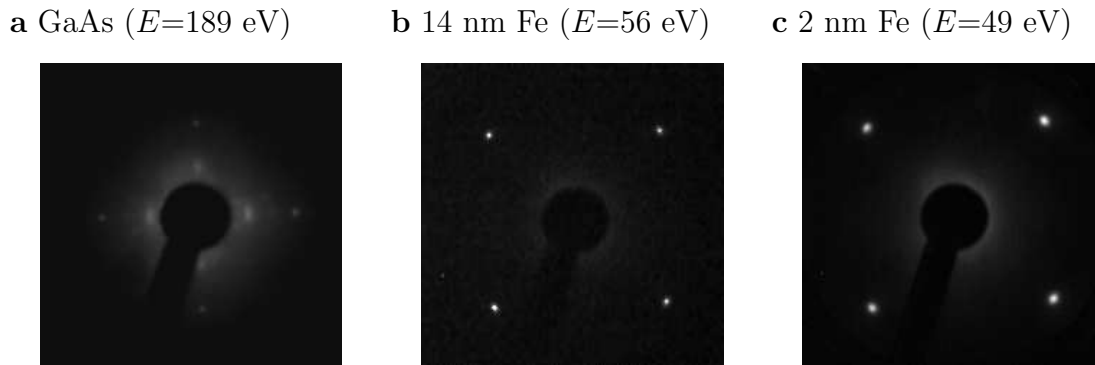


Abbildung 10: Eine Auswahl von LEED-Beugungsbildern des Schichtsystems Ag(150) / Fe(14) / Cr(0.9) / Fe(10) / Ag(6) / Fe(2). **a** GaAs(100)-Substrat nach thermischer Desorption der nativen Sauerstoffschicht. **b** Sehr scharfe Spots der ersten Eisenschicht, was auf eine deutliche Verbesserung der Oberfläche durch den Silberpuffer schließen läßt. **c** Die dritte Eisenschicht zeigt deutlich größere Spots. Mit zunehmender Dicke des Gesamtsystems vergrößert sich die Rauigkeit der Oberfläche und die kristalline Ordnung nimmt ab.

fläche, die aber prozeßbedingt eher rauh ist [42, 43]. Dementsprechend sieht man schwache LEED-Spots, die auf eine facettierte Oberfläche schließen lassen (Abbildung 10 a). Dabei ist anzumerken, daß mit „glatt“ und „rau“ üblicherweise Veränderungen im Atomlagen-Bereich gemeint sind. Die im Rasterkraftmikroskop ermittelten Werte der rms-Rauigkeit liegen unter 1 nm.

Auf die gereinigte Oberfläche deponiert man bei 100°C eine 1 nm dicke Eisenkeimschicht, gefolgt von einer 150 nm dicken Silber-Pufferschicht. Die Pufferschicht wächst in (100)-Orientierung und dient zum Glätten der GaAs-Oberfläche. Ein Anlassen für 1 h @ 300°C verbessert nochmal die Kristallinität und Oberflächenrauigkeit der Schicht [44]. Die Dicke von 150 nm ist dabei notwendig, um eine geschlossene Silberschicht zu erhalten. Eine weitere wichtige Funktion übernimmt die Silberschicht bei den elektrischen Transportmessungen. Sie dient als elektrische Zuleitung zu den Nanomagneten. Durch die große Dicke werden Stromverteilungseffekte in der Elektrode minimiert [45, 46, 47].

Auf dieses Grundsystem folgen nun die eigentlichen GMR-Schichten, die allesamt bei Raumtemperatur aufgebracht werden:

- eine Serie bestehend aus Fe(10) / Cr(1.2) / Fe(2). Das System diene hauptsächlich der Entwicklung eines Lithographieprozesses, da es durch die Zwischenschichtkopplung auf jeden Fall einen meßbaren GMR-Effekt zeigen sollte. Als Schutzschicht für die Lithographie-Prozesse dienen 20 nm Chrom.
- eine Serie bestehend aus Fe(14) / Cr(0.9) / Fe(10) / Ag(6) / Fe(2) (zur Abkürzung der Schreibweise im weiteren mit SAF¹⁷ / Ag / Fe, oder auch nur

¹⁷ SAF = Synthetischer Antiferromagnet

3.2 MAGNETISCHE EIGENSCHAFTEN DER SCHICHTSYSTEME

Fe / Ag-System bezeichnet). Diese Schichten werden mit 6 nm Chrom und 40 nm Gold abgedeckt und dadurch in den weiteren Prozessen geschützt. LEED-Aufnahmen der ersten und dritten Schicht sind in Abbildung 10 b und c zu sehen. Da die Schichtqualität mit zunehmender Dicke nachläßt, kommt es zur Verbreiterung der Spots.

Die Schutzschichten haben zwei Funktionen. Zum einen sollen sie die darunter liegenden Eisenschichten vor Oxidation schützen, zum anderen dienen sie als Puffer in den späteren Ätzprozessen. Ein vollständig heruntergeätztter Photolack hätte nicht das direkte Ätzen des magnetischen Systems zur Folge. Zum anderen werden die Schutzschichten zum Schluß selbst Teil der elektrischen Kontaktierung, so daß diese Schichten auf jeden Fall metallisch sein müssen.

3.2 Magnetische Eigenschaften der Schichtsysteme

Der magneto-optische Kerr-Effekt (MOKE) wird benutzt, um das Ummagnetisierungsverhalten der magnetischen Schichtsysteme zu untersuchen. Die Charakterisierung ist wichtig, um die magnetische Grundkonfiguration der Systeme zu kennen. Diese Messungen erfolgen vor den Strukturierungsschritten an den ausgedehnten Schichten. Somit kann man die Auswirkungen der Lithographie erkennen, wenn man das ursprüngliche Verhalten mit dem magnetischen Verhalten vergleicht, das man aus den GMR-Messungen an den strukturierten Schichten extrahiert.

3.2.1 Der Magneto-Optische Kerr-Effekt

Zur Bestimmung der Ummagnetisierungskurven mittels MOKE wird die Probe mit linear-polarisiertem Laserlicht ($\lambda = 670$ nm) bestrahlt. Die Probe befindet sich dabei in einem Magnetfeld in longitudinaler Anordnung, das bedeutet, daß das Magnetfeld in der optischen Ebene des Lichts liegt (siehe Abbildung 11). Der reflektierte Strahl wird zuerst photo-elastisch moduliert (PEM) und danach durch einen Polfilter analysiert. Eine Photodiode mißt die Intensität des durchgelassenen Lichts, das Kerr-Signal. Durch die Modulation ist es möglich, dieses Signal mittels eines Lock-In-Verstärkers auszulesen. Da der Kerr-Effekt sehr klein ist, führt das zu einer deutlichen Verbesserung des Messsignals.

Phänomenologisch läßt sich der Kerr-Effekt durch eine unterschiedlich große Ausbreitungsgeschwindigkeit von rechts- und links-zirkular polarisiertem Licht in magnetisierter Materie beschreiben. Die Ursache dafür ist die Austauschspaltung der elektronischen Zustände durch ein Magnetfeld. Durch die optischen Auswahlregeln ergeben sich unterschiedliche optische Konstanten in Abhängigkeit von der Magnetisierung [48]. Das einfallende, linear polarisierte Licht läßt sich dabei als Linearkombination von rechts- und links-zirkularem Licht beschreiben.

Die unterschiedlichen Geschwindigkeiten führen zu einer Phasenverschiebung beider Wellen gegeneinander, die dafür sorgt, daß das reflektierte Licht nicht mehr

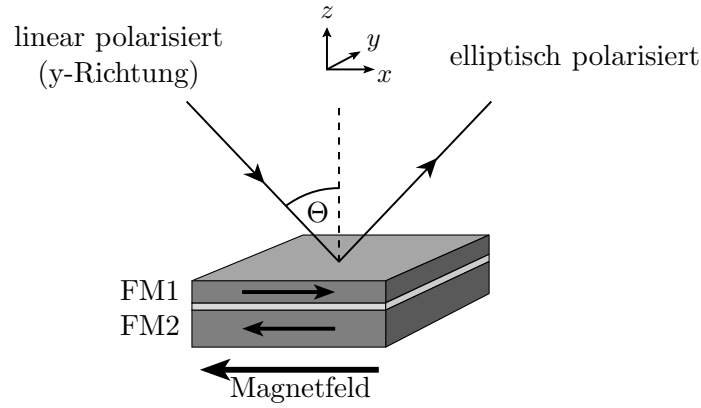


Abbildung 11: Strahlengang zur Messung des longitudinalen MOKE-Effekts. Die Magnetisierung liegt in der optischen Ebene des einfallenden Laserlichts. Durch den Kerr-Effekt wird das einfallende, linear polarisierte Licht unterschiedlich gebrochen. Der reflektierte Strahl ist elliptisch polarisiert.

linear polarisiert ist. Es entsteht eine elliptische Polarisation. Die Drehung der Hauptachse der Ellipse ist in erster Ordnung proportional zur Magnetisierung der Schichten

$$\Phi = \sum_i l_i m_{li} + \mathcal{O}^2 \quad , \quad \text{mit } i = \text{Schichtindex} \quad . \quad (31)$$

Hierbei sind m_{li} die longitudinalen Magnetisierungskomponenten der jeweiligen Schicht i (auf die Sättigungsmagnetisierung M_S normiert). l_i sind die linearen magneto-optischen Koeffizienten. Diese sind unter anderem von der Schichtdicke abhängig. Hinzu kommen Terme höherer Ordnung, die je nach Zusammenspiel der Parameter (Schichtdicke, Probenorientierung, Material, Einfallswinkel) zusätzlich berücksichtigt werden müssen [49].

Mit MOKE lassen sich relativ einfach Magnetisierungskurven der Schichten gewinnen, da die Eindringtiefe des Laserlichts ~ 25 nm beträgt und somit ideal für Schichtsysteme ist. Bei der Interpretation der Meßdaten muß man allerdings berücksichtigen, daß man nicht den tatsächlichen Magnetisierungszustand mißt, sondern aus unterschiedlichen optischen Konstanten auf diesen rückschließt.

Für die Lithographie wird eine metallische Schutzschicht von $d > 20$ nm benötigt. Daher verschwindet an diesen Systemen das MOKE-Signal tiefer liegender Schichten vollständig. Um nun trotzdem die magnetischen Eigenschaften zu erschließen, habe ich bei jedem Herstellungszyklus eine Probe mit 50 nm Zinksulfid als Antirefektionsschicht bedampft (anstelle der metallischen Schutzschicht). Dadurch werden die optischen Eigenschaften und damit das Kerr-Signal verbessert und die Schichten vor Oxidation geschützt. Die Probe ist allerdings nicht mehr

3.2 MAGNETISCHE EIGENSCHAFTEN DER SCHICHTSYSTEME

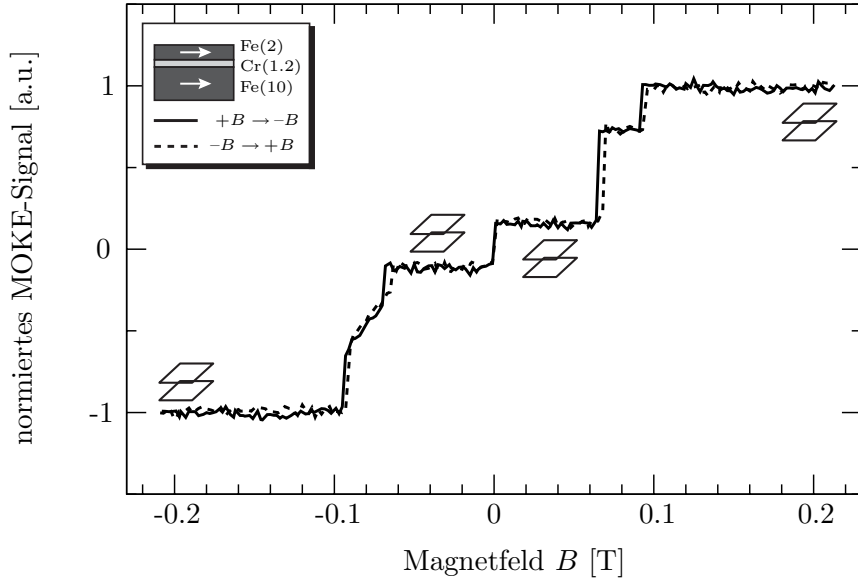


Abbildung 12: MOKE-Messungen am Fe / Cr-System. Das Magnetfeld liegt parallel zu einer leichten $[100]$ -Achse des Eisens in der Schichtebene. Das Kerr-Signal ist auf 1 normiert bei Sättigung der Schichten. Bei kleinem Magnetfeld liegt eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen vor. Bei größer werdendem Feld dreht die dünne Schicht sprunghaft in Feldrichtung und sättigt bei 94 mT.

für die Lithographie geeignet, da ZnS elektrisch isoliert. Die MOKE-Messungen dieser Probe habe ich dann als repräsentativ für die ganze Serie (~ 10 Proben) betrachtet.

3.2.2 Fe / Cr / Fe-System

Abbildung 12 zeigt die Daten einer MOKE-Messung für das Fe / Cr-System. Das Magnetfeld liegt parallel zu einer leichten Achse des Eisens. Das Kerr-Signal ist hierbei auf ± 1 normiert und entspricht der Sättigung des Systems. Mit den Pfeilen sind die jeweils vorherrschenden Magnetisierungszustände der einzelnen Schichten des Systems angezeigt.

Startet man bei positiven äußeren Feldern, so springt das Messsignal über einen Zwischenwert in einen Wert ungleich 0, was der antiparallelen Konfiguration entspricht. Aufgrund des Schichtdickenverhältnisses von 10:2 verbleibt ein Gesamtmoment, das in Feldrichtung zeigt. Die dünne Schicht steht hier antiparallel zum Magnetfeld. Bei -2 mT magnetisiert das System um, so daß die dickere Schicht wiederum parallel zum Feld steht. Dementsprechend tritt ein Sprung im MOKE-Signal auf. In dieser antiferromagnetischen Konfiguration verbleibt das System bis -66 mT, und erreicht dann über einen verkanteten Zwischenzustand

die Sättigung bei einem negativem Feld von -94 mT.

Die Meßkurven an diesem System ähneln denen, die man auch mit einem SQUID- oder Vibrationsmagnetometer erwarten würde, die direkt das Gesamtmoment des Schichtsystems messen.

3.2.3 Fe / Cr / Fe / Ag / Fe-System

Als nächstes betrachte ich das zweite System, das ich untersucht habe (Abbildung 13). Die Meßkurven sind wiederum bei Sättigung des Systems auf ± 1 normiert. Durch die drei Eisenschichten wird das Ummagnetisierungsverhalten komplexer. Es fällt auf, daß bei $|B| \leq 3$ mT das Messignal größer als 1 wird.

Diesen Effekt hat M. Buchmeier [50] durch weitere Messungen der Brillouin-Lichtstreuung (BLS) eindeutig beschreiben können. Aus einer Simulation ergibt sich die Orientierung der Pfeile in Abbildung 13. Das zeigt, daß die MOKE-Signale nicht direkt einem magnetischen Zustand zuzuordnen sind.

Der Zustand mit Kerr-Signal größer 1 in Abbildung 13 rührt daher, daß die MOKE-Koeffizienten der Gleichung (31) von der Schichtdicke abhängen. In der von mir gewählten Konfiguration ergibt es sich gerade, daß die unterste Eisenschicht mit einem negativen Koeffizienten l_3 zum Kerr-Effekt beiträgt. In dem angesprochenen Feldbereich zeigt aber die Magnetisierung dieser Schicht entgegengesetzt zum äußeren Feld, woraus der Wert größer 1 folgt. Das gilt natürlich nur, wenn die Kurven auch auf die Sättigungswerte normiert sind.

Die aus den Messungen gewonnenen Parameter der Kurvenanpassungen zeigt Tabelle 2. Die Werte der Sättigungsmagnetisierungen der einzelnen Schichten sowie der Kristallanisotropiekonstanten K_1 stimmen gut mit Literaturwerten überein. Der biquadratische Kopplungsparameter J_2 ist sehr klein. Das sind Hinweise auf eine sehr gute Schichtqualität mit sehr geringer Rauigkeit, obwohl das magnetische System bei Raumtemperatur deponiert wurde.

Des weiteren erkennt man in Abbildung 13, daß sich Hin- und Rückweg unterscheiden. Die gestrichelte Kurve gibt den Weg von negativem zu positivem Magnetfeld an; die durchgezogene die umgekehrte Richtung. Für kleine Felder $|B| < 3$ mT kommt der Unterschied daher, daß die Magnetisierungen entweder parallel oder antiparallel zum Feld stehen. Im Bereich $36 \text{ mT} < B < 78 \text{ mT}$ liegt die Ursache hingegen darin, daß die Magnetisierung der mittleren Schicht zwei Möglichkeiten hat, den gesättigten Zustand zu erreichen, da die einkristallinen Eisenschichten zwei leichte Achsen haben.

$$(\text{AP}) : [-100] \longrightarrow [0\pm 10] \longrightarrow [100] : (\text{P}).$$

Weicht die Richtung des Magnetfelds leicht von der Richtung der leichten magnetischen Achse ab, so ist eine Richtung energetisch günstiger. Es treten keine Unterschiede zwischen Hin- und Rückweg auf. Liegt das Magnetfeld jedoch exakt in $[100]$ -Richtung der Eisenschicht, so sind die beiden Ummagnetisierungswege für

3.2 MAGNETISCHE EIGENSCHAFTEN DER SCHICHTSYSTEME

Tabelle 2: Weitere Messungen des magneto-optischen Kerr-Effekts und der Brillouin-Lichtstreuung ergeben die strukturellen Parameter der einzelnen Eisenschichten des Systems Fe / Cr / Fe / Ag / Fe [50]. Die Werte stimmen gut mit Literaturwerten überein. Die 2 nm dicke Eisenschicht ist vom Rest des Systems entkoppelt. Die bilineare Kopplung J_1 ist mit $\sim -1 \text{ mJ/m}^2$ relativ stark. Die rauhigkeitsinduzierte, biquadratische Kopplung J_2 ist hingegen vernachlässigbar, was für ein gutes Schichtwachstum spricht.

Parameter	Fe(14) / Fe(10)	Fe(2)
$M_S [10^6 \text{ A/m}]$	1.75	1.6
$K_1 [\text{kJ/m}^3]$	56	33
$K_S [\text{mJ/m}^2]$	0.5	0.3
$J_1 [\text{mJ/m}^2]$	-0.97	0
$J_2 [\text{mJ/m}^2]$	-0.01	0

die mittlere Schicht energetisch identisch. Der Zwischenzustand ist einmal entlang [010] magnetisiert. Auf dem Rückweg ist die Magnetisierung der mittleren Schicht hingegen entlang [0-10] orientiert.

Das System verhält sich insgesamt wie geplant. Die Sprünge bei großen Magnetfeldstärken kommen ausschließlich von den beiden Eisenschichten des SAF-Systems und verhalten sich analog zu Abbildung 12. Durch die dickeren, ferromagnetischen Schichten des SAF-Systems treten die Sprünge aus der antiparallelen Konfiguration in die Sättigung aber bei kleineren Feldern auf. Der Sprung in einen verkanteten Zustand der mittleren Eisenschicht erfolgt bei 36 mT. Das Sättigungsfeld des Systems beträgt 78 mT.

Durch die 6 nm dicke Silberschicht wird keine Kopplung vermittelt, so daß die obere Eisenschicht wirklich „frei“ ist, mit einer sehr kleinen Koerzitivfeldstärke $B_C \sim 0.3 \text{ mT}$. In Abbildung 14 erkennt man das freie Schalten der Schicht eindeutig. Hier ist ein „Minor Loop“ aufgenommen, womit allgemein das Ummagnetisieren eines Sub-Systems gemeint ist. In diesem Fall ist es die Hysteresekurve der 2 nm dicken Eisenschicht. Die beiden Schichten des SAF-Systems reagieren in diesem Zusammenhang noch nicht. Erst bei einer Vergrößerung des Magnetfeldes auf $B > 3 \text{ mT}$ würde der künstliche Antiferromagnet seine Richtung drehen.

Die sehr kleinen Koerzitivfeldstärken sind hierbei ein Anzeichen für die sehr gute Qualität der Schichten. Die kleine Asymmetrie in Abbildung 14 bezüglich $\pm B_C$ ist meßtechnisch bedingt, da die Hallsonde zur Messung der Magnetfeldstärke etwas versetzt ist in Bezug auf den Meßpunkt des Kerr-Effekts.

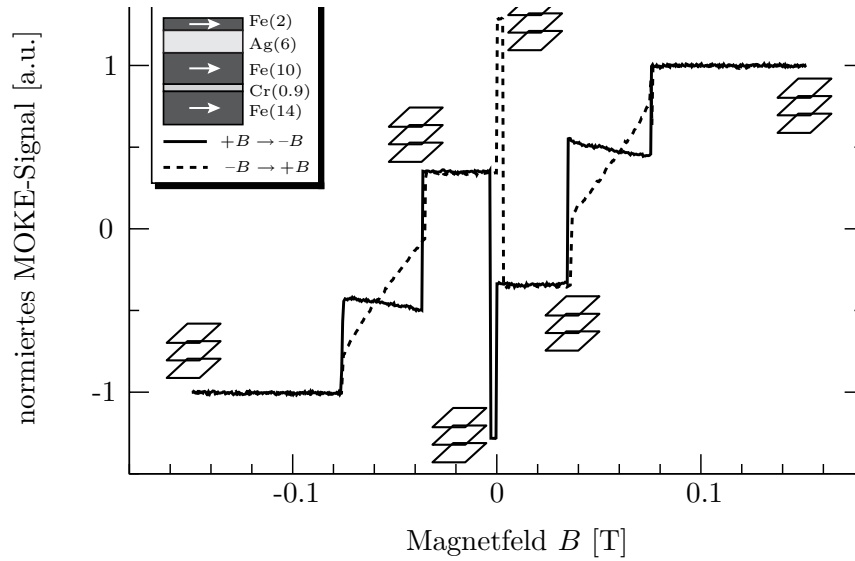


Abbildung 13: MOKE-Messungen am Fe / Ag-System. Das Magnetfeld liegt parallel zu einer leichten [100]-Achse der Eischichten. Das Umschalten der dünnen, freien Schicht startet bei kleinen Feldern von 0.3 mT. Bei 3 mT dreht sich das gekoppelte Fe / Cr-System um, da aufgrund der Schichtdicken ein unkompensiertes Gesamtmoment verbleibt. In diesem Zustand ist die mittlere Eischicht entgegengesetzt zum äußeren Feld orientiert. Bei Feldern größer 36 mT springt die mittlere Eischicht über einen verkanteten Zustand in die magnetische Sättigung bei 78 mT.

3.3 Temperaturstabilität der Schichten

Eine weitere wichtige Fragestellung ist die Temperaturstabilität der Schichtsysteme. Da zur Strukturierung der Nanomagnete Photolacke eingesetzt werden, ist das ein wichtiger Punkt, da die Lacke üblicherweise bei höheren Temperaturen ausgebacken werden, um das Lösungsmittel auszutreiben. Außerdem kann sich die Probe auch bei den Ätzprozessen stark erwärmen, auf deren Kontrolle man aber keinen direkten Zugriff hat (siehe Kapitel 4).

Um nun schon vor der Strukturierung zu wissen, ab welchen Temperaturen eine deutliche Durchmischung des Schichtsystems stattfindet, habe ich eine Probe des SAF / Ag / Fe-Systems zuerst eine Stunde bei einer konstanten Temperatur getempert und anschließend anhand von MOKE-Messungen untersucht, ob diese deutlich von denen aus Abbildung 13 abweichen. Die Temperaturschritte betragen dabei $\Delta T = 50^\circ\text{C}$.

Bis zu einer Temperatur von $T = 250^\circ\text{C}$ stelle ich keine größeren Veränderungen fest. Die Sprungfelder in die unterschiedlichen Konfigurationen ändern sich lediglich um einige mT. Die magnetische Ausrichtung der Schichten scheint somit die gleiche zu sein. Das Schichtsystem ist nicht zerstört.

3.3 TEMPERATURSTABILITÄT DER SCHICHTEN

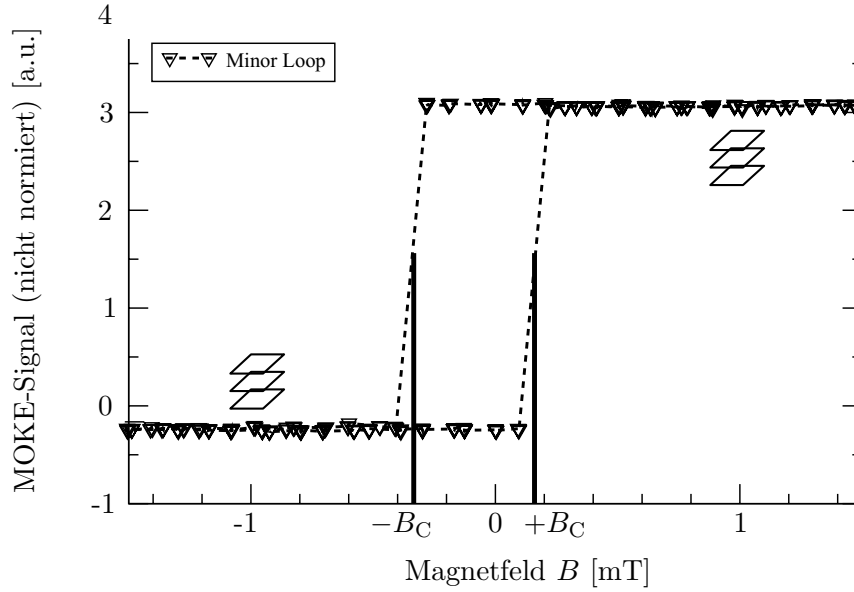


Abbildung 14: MOKE-Messungen des Minor-Loops der Gesamthysterese aus Abbildung 13 des Fe / Cr / Fe / Ag / Fe-Systems. Das Magnetfeld ist bei dieser Art Messung immer kleiner als $|B| < 3$ mT, so daß das SAF-System nicht ummagnetisiert. Die kleine Koerzitivfeldstärke ist ein Hinweis auf eine gute Kristallinität der 2 nm dicken Eischicht.

Betrachtet man aber Abbildung 15, so erkennt man deutliche Änderungen der magnetischen Eigenschaften des Schichtsystems. Diese Messungen wurden durchgeführt, nachdem die Probe für eine Stunde bei $T = 300^\circ\text{C}$ getempert wurde. Von Sättigung ausgehend, treten bei einer Verringerung des Magnetfeldes Sprünge auf, ähnlich derer aus Abbildung 13. Die Magnetfeldstärken dieser Sprünge sind annähernd identisch (75 mT bzw. 30 mT), so daß man daraus schließen kann, daß die antiferromagnetische Kopplung, die über das Chrom vermittelt wird, vergleichbar ist. Da die Zwischenschichtaustauschkopplung ein Grenzflächeneffekt ist und somit sehr empfindlich auf eine Durchmischung der Systeme reagiert, kann man daraus schließen, daß die unteren beiden Schichten den Temperprozeß ohne Durchmischung überstehen.

Bei kleinen Magnetfeldstärken erkennt man, daß die Sprünge des Signals nach dem Tempern kleiner sind. Des weiteren kann man das freie Umschalten der oberen Eischicht für $|B| < 3$ mT nicht mehr erkennen. Daraus kann man schließen, daß die Silberzwischenschicht durch die erhöhte Temperatur stärker zur Durchmischung neigt und nach dem Tempersschritt kein getrenntes Fe / Ag-Schichtsystem mehr vorliegt.

Die wichtige Aussage ist also, daß ich Temperaturen von 250°C ohne weiteres in den Lithographieschritten anwenden kann, ohne die magnetischen Eigenschaf-

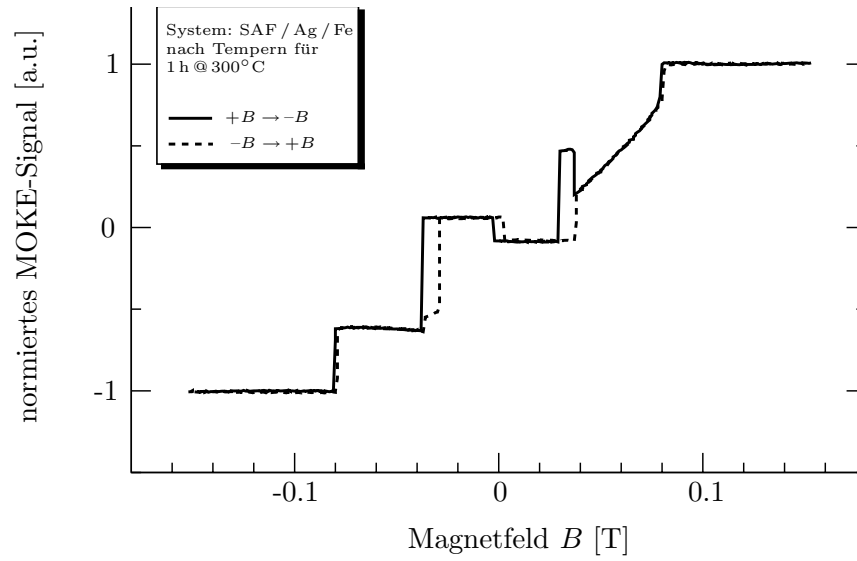


Abbildung 15: MOKE-Messungen zur Bestimmung der Temperaturstabilität der Schichtsysteme. Gezeigt ist die Kurve des Fe / Cr / Fe / Ag / Fe-Systems nach Tempern für 1 h @ 300°C. Die Sprungfelder bei größeren Magnetfeldern sind annähernd identisch zu Abbildung 13. Die Sprunghöhe und vor allem der fehlende Sprung bei kleinem Magnetfeld $|B| < 3$ mT zeugen von einer deutlichen Durchmischung von Silber und Eisen.

ten der Schichtsysteme maßgeblich zu ändern. Besonders bei der Handhabung des Elektronenstrahllackes wie auch bei der Beschichtung mit Siliziumnitrid Si_3N_4 wird davon Gebrauch gemacht, wie im folgenden Kapitel ersichtlich werden wird.

4 Strukturierung der Nanomagnete

In diesem Kapitel wird beschrieben, welche Schritte notwendig sind, um aus den ausgedehnten Schichtsystemen des vorigen Kapitels Strukturen im 100 nm-Bereich herauszuarbeiten. Hierzu werden verschiedene lithographische Verfahren und Ätzprozesse eingesetzt, so daß es zum Schluß möglich ist, den elektrischen Widerstand in CPP-Geometrie zu messen. Die Schrittfolge ähnelt dabei dem Aufbau eines elektrischen Stromkreises zur Widerstandsmessung in 4-Punkt-Geometrie (siehe Abbildung 16):

Schritt 1: Aufbau der elektrischen Zuleitungen der unteren Seite: Dieser Punkt wird mit optischer Lithographie und Ionenstrahlätzen (IBE¹⁸) erreicht, da hierbei nur die Basis geschaffen wird, um einen Widerstand mit hoher Auflösung messen zu können.

Schritt 2: Präparation und Anschluß des Meßwiderstands an die schon vorhandene Leitung: Dazu wird mit Elektronenstrahl-Lithographie und IBE eine kleine Säule aus dem magnetischen Schichtsystem herausgeätzt (Nanomagnet). Das Ganze wird elektrisch isoliert und zum Anschluß der oberen Zuleitung durch gezieltes Herunterätzen wieder geöffnet.

Schritt 3: Herstellung und Anbringen der elektrischen Zuleitungen von der anderen Seite: Dazu wird eine Lackmaske auf der Probe hergestellt, so daß man gezielt den oberen Anschluß des Nanomagneten kontaktieren kann. Da die zuvor beschriebene Isolation großflächig wirken soll, kann hierzu wiederum die optische Lithographie verwendet werden.

Im folgenden werde ich die wichtigsten Aspekte dieser Schritte näher erläutern. Eine detaillierte Anleitung zur Herstellung befindet sich im Anhang.

4.1 Schritt 1: Herstellung der unteren Zuleitungen

Da in diesem Schritt die Grundlage für die Widerstandsmessung geschaffen wird, sind hierbei „große“ Strukturen notwendig, mit denen man sowohl die 100 nm-Strukturen als auch die externen Meßgeräte kontaktieren kann. Das wird dadurch erreicht, daß vier Leiterbahnen von ~ 3 mm Länge und $50 \mu\text{m}$ Breite definiert werden, die sich in regelmäßigen Abständen zu Kontaktpads erweitern, die $300 \times 300 \mu\text{m}^2$ groß sind. Diese können problemlos mittels Wedge-Bonding¹⁹ kontaktiert werden (siehe Abbildung 17).

¹⁸ IBE = Ion Beam Etching, Ionenstrahlätzen

¹⁹ Beim Wedge-Bonding wird ein $20 \mu\text{m}$ dicker Al-Si-Draht durch Ultraschall kurz aufgeschmolzen und auf das Kontaktpad gedrückt. Durch ein Mikroskop und computergesteuertem Positioniertisch kann dabei jede beliebige Stelle auf der Probe erreicht werden.

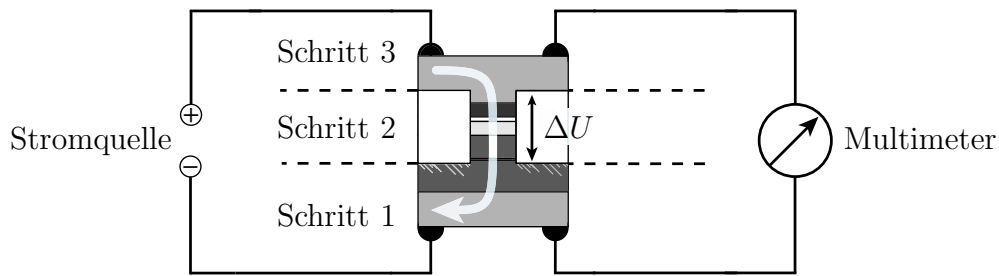


Abbildung 16: Veranschaulichung zur Vorgehensweise bei der Strukturierung der Schichtsysteme. Zur exakten Widerstandsbestimmung benötigt man vier Kontakte, die mit Zuleitungen an den Meßwiderstand verbunden werden. Im ersten Schritt werden zwei dieser Kontakte definiert und herausgeätzt. Im nächsten Schritt erfolgt die Herstellung des Meßwiderstands, und im dritten Schritt werden die letzten zwei Kontakte angebracht.

4.1.1 Optische Lithographie im Positivprozeß

Da die Strukturen in mehreren, aufeinander folgenden Prozessen aufgebracht werden, ist die Reinheit während der einzelnen Schritte sehr wichtig. Zum Beispiel kann ein größeres Partikel dazu führen, daß die oben erwähnten Leiterbahnen nicht mehr durchgängig sind, so daß man keinen Strom mehr durch diese Struktur schicken kann. Die Arbeiten werden daher im Reinraum der Klasse 100 des ISG 2LT des Forschungszentrums Jülich durchgeführt²⁰.

Für den Prozeß zur Strukturierung der unteren Leiterbahnen verwende ich den AZ5206-Lack²¹. Dieser besteht aus Phenolharzen, die in einem Lösungsmittel gelöst sind. Zusätzlich beinhalten sie einen *Sensitizer*, der UV-empfindlich ist. Der verwendete Belichter (Mask Aligner MA-6 der Firma Süss) arbeitet mit einer Quecksilber-Hochdrucklampe mit einer hohen Intensität bei einer Wellenlänge von $\lambda \approx 250 \text{ nm}$.

Durch den hohen Lösungsmittelanteil ($\sim 70\%$) ist der Lack anfangs flüssig. Er wird mit einer Pipette auf die Probe geträufelt und mit 6000 U/min aufgeschleudert. Das Lösungsmittel wird bei 90°C ausgetrieben, so daß im Zentrum der Probe eine homogene Lackdicke erreicht wird. Ungefähr 1 mm des Randbereichs zeigen jedoch im allgemeinen Aufwölbungen, die deutlich dicker als die angestrebte Dicke sind.

Die einzelnen Prozeßschritte sind in Abbildung 18 skizziert. Das Bild der Strukturen ist dabei auf einer Glasplatte aufgebracht, die dadurch als Schatten-

²⁰ Um diese Klassifikation zu erreichen, dürfen maximal 100 Partikel (Größe zwischen $0.5 - 5 \mu\text{m}$) pro Kubikfuß Raumluft vorhanden sein.

²¹ „06“ bezeichnet hierbei das Verdünnungsverhältnis, das eine Lackdicke von $0.6 \mu\text{m}$ nach dem Aufschleudern ergibt.

4.1 SCHRITT 1: HERSTELLUNG DER UNTEREN ZULEITUNGEN

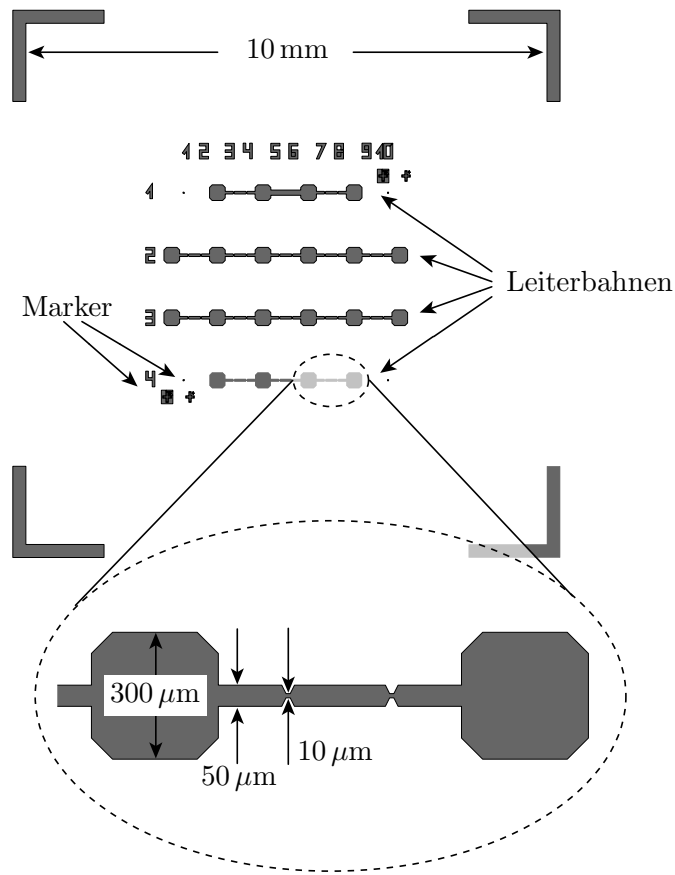


Abbildung 17: Maske zur Erzeugung der unteren vier Leiterbahnen. Entlang einer Bahn sind mehrere Kontaktpads mit Breite $300\,\mu\text{m}$. In der Mitte der $10\,\mu\text{m}$ großen Einengung wird in den folgenden Schritten der Nanomagnet herausgearbeitet.

maske fungiert. Die Probe wird durch einen Stempel an die Maske gedrückt. Der Stempel kann über Mikrometerschrauben bewegt werden. Durch ein Mikroskop wird die Position der Probe kontrolliert, wodurch eine sehr genaue Positionierung der Probe relativ zur Maske erfolgt.

Durch die Aufwölbungen des Lacks nach dem Aufschleudern liegt die Probe jedoch nicht plan an der Maske an. Diese müssen entfernt werden, da durch den zusätzlichen Luftspalt der Abstand Probe–Maske zu groß wird, so daß durch Beugung an den Strukturkanten der Auflösung deutlich kleiner wird. Zur Entfernung wird lediglich der Randbereich lange belichtet. Durch die Belichtung wird der Lack an diesen Stellen löslich für den Entwickler (AZ 400 K). Der verbleibende Lack ist von homogener Dicke und wird für die Belichtung mit dem Abbild der Leiterbahnen (Abbildung 17) verwendet.

Nach dem Entwickeln entsteht so ein positives Abbild der Strukturen (*Po-*

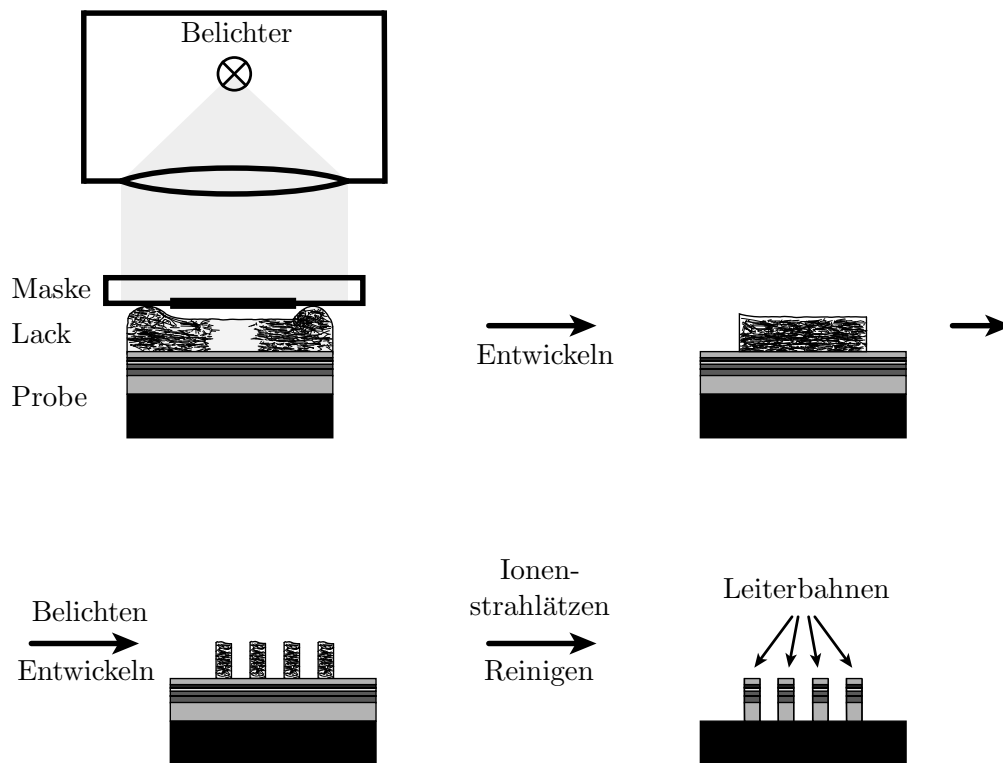


Abbildung 18: Schrittfolge bei der optischen Lithographie zur Herstellung der unteren Leiterbahnen (von links oben nach rechts unten). Beim Positivprozeß werden belichtete Bereiche im Entwickler gelöst. Zuerst wird der Rand entfernt und anschließend das Abbild der unteren Leiterbahnen aufgebracht. Durch Ionenstrahlätzen erfolgt der Übertrag in die Probe.

sitivprozeß). Die Lackstrukturen schützen die darunterliegenden Schichten beim folgenden Ionenstrahlätzen. Die anderen Bereiche werden abgetragen, so daß vier voneinander getrennte Leiterbahnen entstehen.

4.1.2 Ionenstrahlätzen der unteren Leiterbahnen

Das Ionenstrahlätzen ist ein rein physikalischer Ätzprozeß. In einer Plasmaquelle wird ein Argon-Plasma gezündet. Über ein Beschleunigungsgitter, an dem eine Spannung von 500 V anliegt, werden die Ar^+ -Ionen extrahiert und an einer Glühkathode neutralisiert, so daß ein elektrisch neutraler Argonstrahl vorliegt. Dieser wird auf die Probe gerichtet, die auf einem gekühlten Teller befestigt ist. Der Teller rotiert, um eine möglichst homogene Abtragung zu erzeugen. Gleichzeitig ist er kippbar.

Die Argon-Atome schlagen aufgrund ihrer hohen kinetischen Energie in ei-

4.1 SCHRITT 1: HERSTELLUNG DER UNTEREN ZULEITUNGEN

Tabelle 3: Bestimmung der Ätzzraten r der verwendeten Materialien beim Ionenstrahlätzen in Abhängigkeit vom Winkel Θ zwischen Probennormalen und Strahlrichtung. Die Strahlparameter der Quelle sind (44 mA / 500 V). Den Fehler der Einzelmessungen kann man mit 0.2 nm/min aus der zeitlichen Auflösung des Massenspektrometers abschätzen. Auffällig sind die großen Ätzzraten von Gold und Silber. Der verwendete Elektronenstrahlack FOx-12 hat eine vergleichbare Ätzzrate. Die 3d-Elemente Eisen, Chrom und Titan zeigen sehr kleine Ätzzraten. Die maximale Rate wird für einen Winkel zwischen 30° und 40° erreicht. Dieses Verhalten stimmt gut mit Literaturwerten überein [51, 52].

Material	Ätzzrate $r(\Theta)$ [nm/min]					
	10°	20°	30°	40°	50°	60°
Ti	3.5	4.3	4.7	–	–	–
Fe	6	6	6.5	6.7	6	3.5
Cr	6.1	6.1	7.4	8.8	6	4.8
Au	20	–	–	–	–	–
Ag	–	–	25	–	–	–
Si ₃ N ₄	–	10	–	–	–	–
Resist FOx-12	–	17	–	–	–	–

nem normalen Sputterprozeß Atome aus der Probe heraus. Je nach den Bindungsverhältnissen der Oberflächenatome ergeben sich dabei stark unterschiedliche Ätzzraten. Zur Kontrolle des Prozesses ist ein Quadrupol-Massenspektrometer (QMS) in der Kammer angebracht, das allerdings nur ein sehr begrenztes Auflösungsvermögen hat. Das einzige Element, das in den untersuchten Schichtsystemen zuverlässig nachweisbar ist, ist Gallium. Viele der Übergangsmetalle sind nicht nachweisbar, da sie im Stahl der Kammer vorhanden sind und somit zu einem sehr großen Hintergrundsignal führen (vor allem Eisen und Chrom). Zum anderen hat jedes Material eine intrinsische Nachweisempfindlichkeit, die im wesentlichen auf der Elektronenaffinität der Atome und deren Masse beruht.

Für den ersten Ätzprozeß zur Erzeugung der unteren Leiterbahnen ist diese Einschränkung nicht von Bedeutung, da bis ins GaAs-Substrat geätzt wird. Der Ätzprozeß wird abgebrochen, wenn das Massenspektrometer einen deutlichen Ausschlag im Gallium-Spektrum anzeigt. Für die restlichen Ätzprozesse müssen die Ätzzraten bestimmt werden, so daß die Ätzung bei bekannter Schichtdicke nach der errechneten Zeit abgebrochen wird. Aufgrund des rein physikalischen

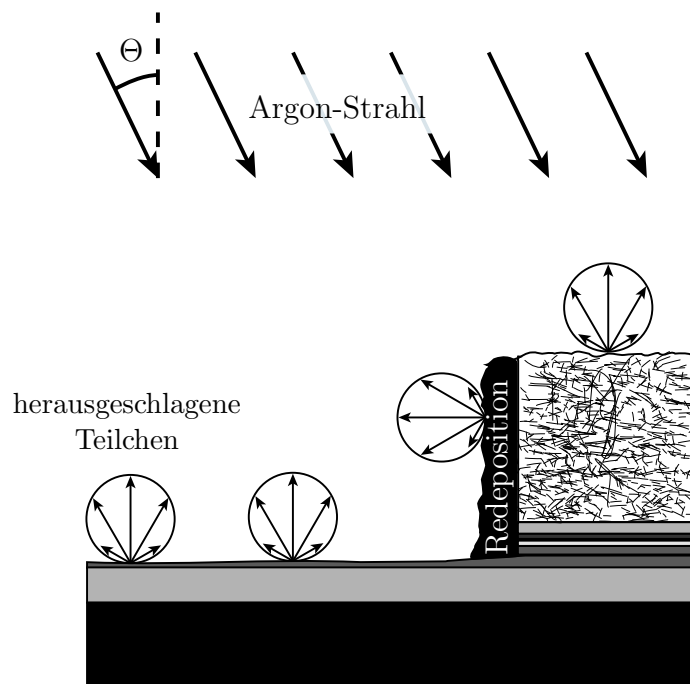


Abbildung 19: Beschleunigte Argon-Atome treffen beim Ionenstrahlätzen unter einem Winkel Θ auf die Probe und schlagen dort wiederum Atome des Schichtsystems heraus. Die Winkelverteilung dieser herausgeschlagenen Atome ist keulenförmig und hat Anteile in alle Raumrichtungen. Die Teilchen lagern sich bevorzugt an vertikalen Flanken von Lackstrukturen an. Nach dem Ätzprozeß und dem Reinigen von Lackresten bleiben diese redeponierten Wände stehen und können eine beträchtliche Höhe haben.

Charakters sind die Ätzraten sehr konstant, so daß das kein Nachteil ist.

Die Ätzraten der verwendeten Materialien müssen zuvor bestimmt werden. Dazu habe ich Stücke eines GaAs-Wafers lediglich mit dem Material bedampft, dessen Rate ermittelt werden soll. Die Schichtdicke habe ich dabei so gewählt, daß sie ungefähr derer entspricht, wie sie in den Schichtsystemen vorliegt (150 nm für Silber; 20 nm für Eisen, Chrom bzw. Titan). Als nächstes habe ich die Zeit gemessen, bis der Gallium-Peak im Massenspektrum sichtbar wird. Die Ätzrate ergibt sich daraus einfach durch $r = d/\Delta t$. Die Ätzrate von Gold hat J. Wensorra [53] mittels Rasterkraftmikroskopie an geätzten Stufen ermittelt.

Die Ätzraten in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Probennormalen und Strahlrichtung sind in Tabelle 3 zusammengefaßt. Nicht angegebene Werte wurden nicht ermittelt. Man erkennt einen deutlichen Unterschied zwischen den Edelmetallen Silber und Gold im Vergleich zu den 3d-Metallen Titan, Chrom und Eisen.

4.2 SCHRITT 2: PRÄPARATION DER NANOMAGNETE

Ein Effekt, der beim Ionenstrahlätzen immer zu berücksichtigen ist, ist die Redeposition von zuvor weggesputtertem Material an Strukturkanten [51, 52]. Schematisch wird das in Abbildung 19 gezeigt. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Richtung der herausgeschlagenen Atome hat eine keulenartige Form. Zum Erzeugen der Strukturen befindet sich üblicherweise ein Lack auf der Probe, der wesentlich dicker ist als die Tiefe, die geätzt wird. Fällt der Strahl unter einem Winkel Θ zur Normalen auf die Probenoberfläche, wird ebenso Lack von der Stufe mit einer Rate von $r(90^\circ - \Theta)$ weggeätzt. Da für kleine Winkel im Allgemeinen $r(\Theta) \gg r(90^\circ - \Theta)$ gilt, bedeutet das, daß sich netto mehr Material anlagert als weggeätzt wird. Das angelagerte Material bleibt auch nach dem Reinigen der Probe vom Photolack stehen, was zu sehr hohen Strukturen führen kann. Da das redeponierte Material eine Mischung der Metalle des verwendeten Schichtsystems ist, sollte die Anlagerung möglichst vermieden werden, weil es ansonsten zu Kurzschlußkanälen kommt, und eine Isolation zwischen oberen und unteren Leiterbahnen nicht mehr gewährleistet wäre.

Durch geschickte Wahl der Winkel kann dieser Effekt minimiert, aber nie ganz verhindert werden. Eine andere Möglichkeit ist es, die Lackdicke so anzupassen, daß der Lack nach dem Ätzprozeß fast vollständig weggeätzt ist. In dem von mir verwendeten Prozeß habe ich die unteren Leiterbahnen üblicherweise mit einem großen Winkel zwischen 40° und 50° geätzt. Nach Tabelle 3 verringert sich dabei die Ätzrate der Schichten, aber die Ätzrate der Lackkante wird dadurch umso größer. Zum Abschluß habe ich dann noch 2 min bei steilem Winkel von 10° geätzt, um die Steilheit der Flanken zu vergrößern.

4.2 Schritt 2: Präparation der Nanomagnete

Die Strukturen des vorigen Abschnitts bestehen aus dem kompletten Schichtsystem. Im folgenden Schritt geht es nun darum, den Meßwiderstand zu definieren und von den Zuleitungen zu trennen. Da die gewünschte Strukturgröße 100 nm beträgt, kommt hierfür die optische Lithographie nicht mehr in Frage, weil deren Auflösungsvermögen knapp unter $1\ \mu\text{m}$ endet. Im vorgestellten Prozeß verwende ich die Elektronenstrahl-Lithographie, die je nach Lack ein Auflösungslimit von unter 20 nm liefern kann.

Zur Kontrolle der Strukturen wird ein Rasterkraftmikroskop (AFM²²) mit hochauflösender Spitze und ein Rasterelektronenmikroskop (REM) verwendet. Im optischen Mikroskop sieht man allerhöchstens noch einen Beugungsfleck um die erzeugte Struktur, erhält aber keine Information über deren Größe.

4.2.1 Elektronenstrahlschreiben von Punkten

Die verwendete Form der Elektronenstrahl-Lithographie ist ein serieller Belichtungsprozeß, im Gegensatz zur optischen Variante, bei der mit einer einzelnen Be-

²² AFM = Atomic Force Microscope

lichtung die komplette Probe belichtet ist. Ein fokussierter Elektronenstrahl wird mit 50 keV auf die Probe gerichtet. Der Strahldurchmesser ist hierbei von 15 nm bis 250 nm einstellbar. Ein weiterer wichtiger Parameter ist die Elektronendosis, die zum Schreiben verwendet wird. Über einen interferometrisch gesteuerten Tisch können so Proben von der Größe eines 4-Zoll-Wafers im Nanometerbereich geschrieben werden, was allerdings aufgrund des seriellen Verfahrens sehr lange dauern kann.

Der elektronenempfindliche Lack, der in dieser Arbeit verwendet wird, ist FOx-12 (Flowable Oxide²³). Die Zusammensetzung kürzt man mit HSQ (Hydrogen Silsesquioxane) ab. Das sind lange Ketten aus $(\cdots\text{H-Si-O}_x\cdots)$, die entweder durch Elektronenbeschuss oder durch hohe Temperaturen ($T > 800^\circ\text{C}$) gespalten werden können. Letzteres kommt bei den verwendeten Schichtsystemen natürlich auf keinen Fall in Frage, da diese lediglich bis $T = 250^\circ\text{C}$ stabil sind (siehe Abschnitt 3.3).

Der Lack wird mit 4000 U/min aufgeschleudert und bei 150°C und 220°C ausgebacken. Einen Großteil der Vorgehensweise habe ich dabei aus [54] übernommen. Der belichtete FOx-12 ist resistent gegen den verwendeten Entwickler (CD 26), so daß die unbelichteten Bereiche aufgelöst werden. Die so erzeugte Lackmaske ist 180 nm dick und dient nun dazu, die darunter liegenden Schichten vor dem Ionenstrahlätzen zu schützen. Dabei wird FOx-12 während des Ätzprozesses selbst stark angegriffen. Die Ätzrate ergibt sich zu 17 ± 1 nm/min. Ein Vergleich mit Tabelle 3 zeigt, daß FOx-12 fast drei Mal so schnell geätzt wird wie zum Beispiel Eisen oder Chrom.

Da man bei den Ätzprozessen möglichst vertikale Flanken des Resists erzeugen will, spielt es bei der Längenskala von 100 nm eine große Rolle, mit welchen Parametern der Lack geschrieben wird. Ist die Dosis zu gering, werden zu wenig Molekülketten des Resists gespalten. Die Lackstruktur ist nicht stabil und haftet nicht auf der Probe. Ist die Dosis jedoch zu groß, kommt es zu einer deutlichen Verbreiterung von einem Faktor 2–3 der Strukturen [54, 55]. Ein weiterer Effekt ist, daß Elektronen vom Schichtsystem zurück in den Lack gestreut werden, was zu einer Untergrundbelichtung führt, die dann berücksichtigt werden muß, wenn man viele Strukturen eng nebeneinander setzt. Der Rückstreuprozess hängt von den verwendeten Materialien im Schichtsystem ab.

Das Ziel sind kreisförmige Strukturen. Zur Bestimmung der optimalen Parameter habe ich Kreise mit Durchmesser 50 nm – 200 nm entlang einer Leiterbahn mit konstanter Elektronendosis geschrieben. Von Leiterbahn zu Leiterbahn habe ich die Dosis erhöht, so daß ich mich schrittweise an die optimalen Parameter herangetastet habe. Die besten Resultate ergeben sich für eine Dosis zwischen $1000 - 1200 \mu\text{C}/\text{cm}^2$.

Abbildung 20 zeigt AFM-Aufnahmen einer Probe nach der Entwicklung des

²³ Aufgrund der Eigenschaft als aufschleuderbares Oxid wird HSQ auch häufig in der Halbleiterindustrie als Dielektrikum eingesetzt, mit ähnlichen Eigenschaften wie Siliziumdioxid SiO_2 .

4.2 SCHRITT 2: PRÄPARATION DER NANOMAGNETE

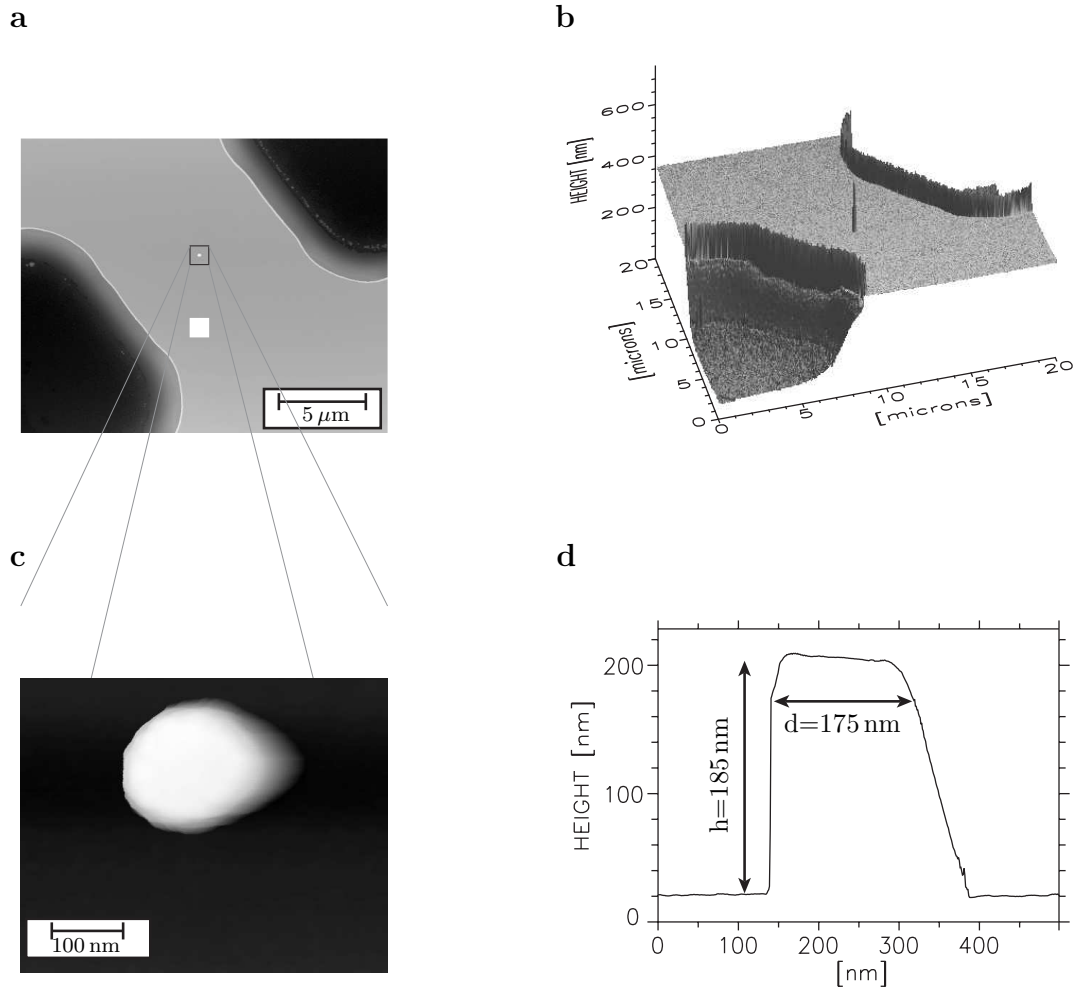


Abbildung 20: Rasterkraftmikroskop-Aufnahmen von entwickelten FOx-12-Punkten. **a** Überblick-Scan in Aufsicht. Im Zentrum der $10 \mu\text{m}$ breiten Einschnürung befindet sich der Elektronenstrahllack. **b** In der 3d-Ansicht der gleichen Aufnahme erkennt man diesen Punkt deutlich. Die zaunartigen Redepositionen aus Schritt 1 entlang der ganzen Leiterbahn sind ebenfalls klar zu sehen. **c** Vergrößerung des Lackpunkts, wodurch die Dimensionen und die Kreisform deutlich werden. **d** Ein Linescan in x -Richtung der Aufnahme aus **c** ergibt eine Höhe von 185 nm und eine laterale Abmessung von 175 nm . Die schräge rechte Flanke ist ein Artefakt der AFM-Messung.

Elektronenstrahllacks, der mit $2500 - 3500 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ geschrieben wurde. In Abbildung 20 a ist eine Übersicht über die Struktur zu sehen. Sie beinhaltet die $10 \mu\text{m}$ breite Einschnürung entlang einer Leiterbahn. Im Zentrum dieses Einschnitts ist der entwickelte Lackpunkt zu sehen. Noch deutlicher wird das in Abbildung 20 b, einer 3d-Ansicht des gleichen Bildes. Zusätzlich erkennt man deutlich die

Redeposition entlang der kompletten Leiterbahn sowie die schräge Wand der Leiterbahn, die ein Resultat des großen Winkels während des Ionenstrahlätzens ist. Die zaunartige Anlagerung hat jedoch keine Auswirkung beim Aufschleudern des Elektronenstrahlacks, da diese sehr schmal ist, und mit einer Höhe von 100 nm knapp halb so groß ist wie die Lackdicke von FOx-12.

Abbildung 20 c und d zeigen eine Vergrößerung der Struktur. Man erkennt die gewünschte Kreisform. Der Durchmesser von $d = 175$ nm ist jedoch deutlich größer als der nominale Durchmesser von 75 nm, mit dem geschrieben wurde²⁴. Das ist ein Resultat einer zu großen Elektronendosis. Das unterschiedliche Aussehen der linken und der rechten Flanke in Abbildung 20 d ist ein Artefakt der Messung und spiegelt den Öffnungswinkel der Spitze wieder. Es stellt nicht direkt den Rand der Struktur dar.

4.2.2 Ionenstrahlätzen der Nanomagnete

Der Übertrag dieser Lackpunkte in das magnetische Schichtsystem erfolgt mittels Ionenstrahlätzen. Die ersten Versuche zeigt Abbildung 21 a. Es ist eine Probe des Fe / Cr-Systems mit einer 20 nm dicken Schutzschicht aus Chrom. Die Ätzzeit betrug 4 min 30 s, so daß man mit den aus Tabelle 3 bekannten Ätzzeiten erwartet, daß die Ätzung in der 10 nm dicken Eisenschicht endet. In der Abbildung erkennt man deutlich die veränderte Form der geätzten Struktur im Vergleich mit der Lackstruktur aus Abbildung 20 c. Die Redeposition an den Wänden ist fast drei Mal so hoch wie die gewünschte Äztiefe. Das könnte die darauf folgenden Prozesse beeinflussen und sollte verhindert werden.

Das Anlagern kann entweder durch eine Verringerung der Lackdicke oder durch eine dickere metallische Schutzschicht vermieden werden, die die Ätzzeit verlängert. Bei beiden Möglichkeiten ist der Lack nach dem Prozeß fast vollständig weggeätzt. Abbildung 21 c zeigt einen Nanomagnet, der mittels der zweiten Methode hergestellt und 8 min 30 s geätzt wurde. Dazu wurde nach der Herstellung der epitaktischen Schichten in der MBE-Anlage in einer zweiten Aufdampfanlage noch zusätzlich eine Schicht aus 20 nm Titan aufgebracht. Dadurch verlängert sich die Ätzzeit um ungefähr 4 min. Die laterale Verbreiterung der Struktur läßt sich dadurch nicht vermeiden, aber der so hergestellte Nanomagnet ist auf der Oberfläche deutlich glatter.

²⁴ Mit einer Elektronendosis von $1000 - 1200 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ konnten Strukturen mit einem Durchmesser von 90 nm im AFM gemessen werden. Durch einen totalen Datenverlust des verwendeten Computers liegen mir diese Bilder aber leider nicht mehr vor.

4.2 SCHRITT 2: PRÄPARATION DER NANOMAGNETE

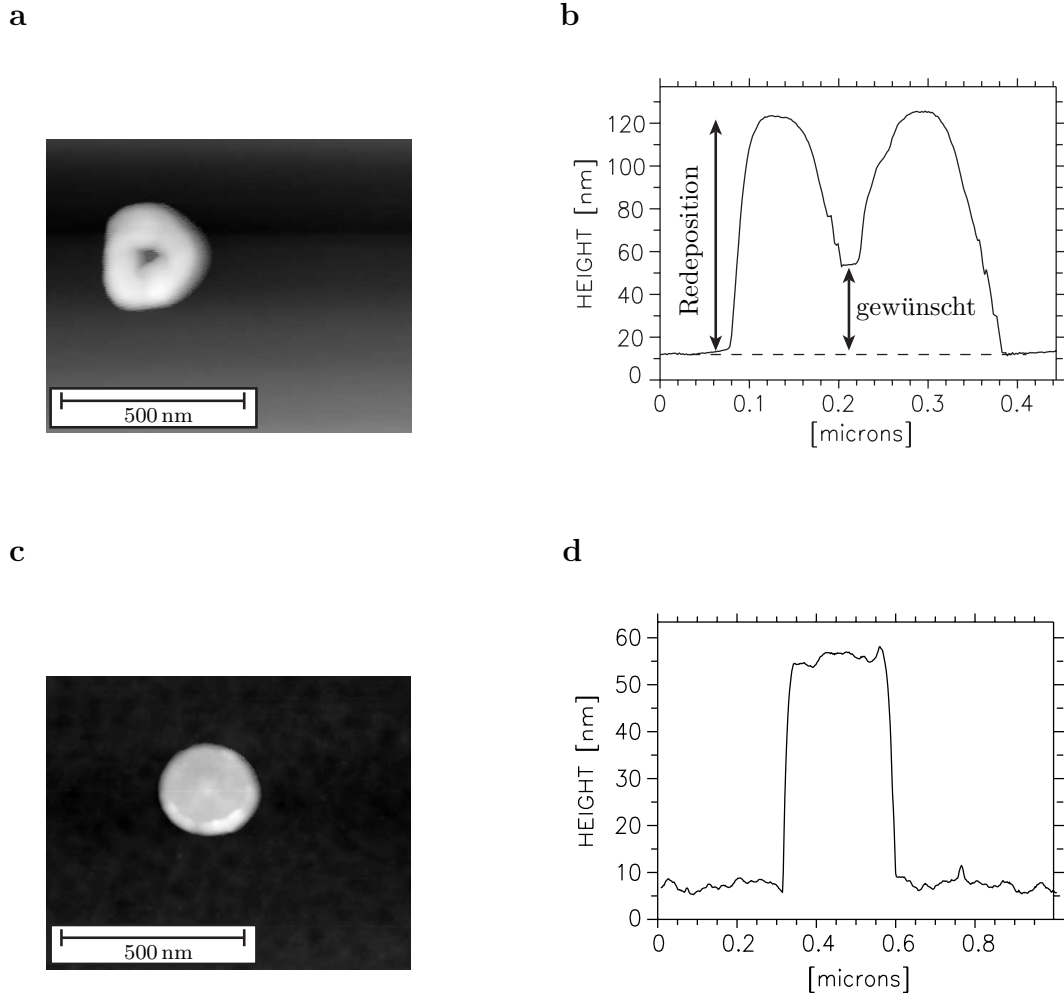


Abbildung 21: AFM-Aufnahmen der geätzten Nanomagnete. **a** Eine Fe / Cr-Probe für 4 min 30 s geätzt. Die Struktur sieht deutlich verzerrt aus im Vergleich zum entwickelten Elektronenstrahllack. **b** Ein Linescan zeigt den Grund dafür. Aufgrund der hohen Lackkante kann sich Material anlagern, das auch nach Entfernen des Lacks noch stehen bleibt. Die Redeposition ist fast drei Mal so hoch wie die Höhe der gewünschten Struktur. **c und d** Durch zusätzliches Aufbringen von 20 nm Titan verdoppelt sich die Ätzzeit. Dadurch werden die hohen Redepositionswände vermieden. Der Lack wird dabei vollständig weggeätzt, so daß hier keine Wand zurückbleiben kann.

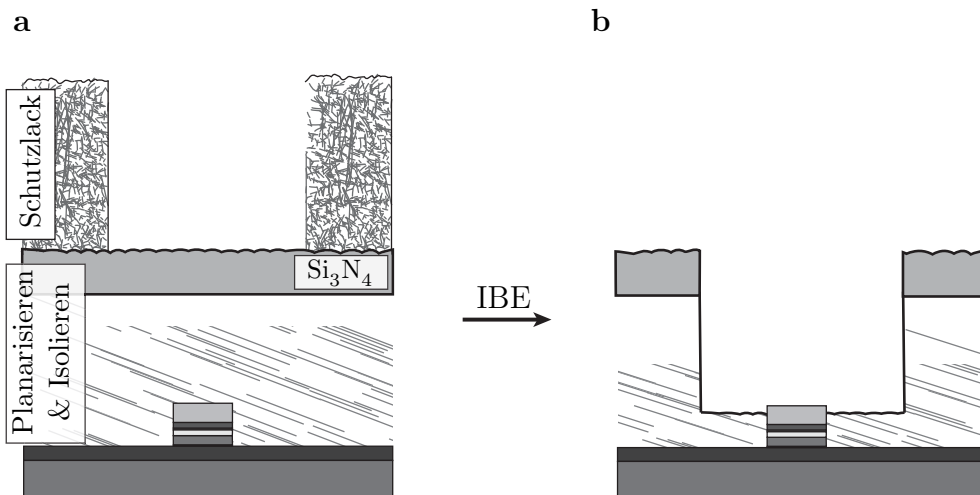


Abbildung 22: **a** Durch das Aufschleudern von FOx-12 wird die Oberfläche planarisiert und gleichzeitig der Nanomagnet in einen elektrischen Isolator eingeschlossen. Der Schutzlack dient dazu, lediglich den Bereich des Nanomagneten zu ätzen. **b** Nach dem Ionenstrahlätzen tritt so der Nanomagnet aus der Isolation heraus und kann von oben kontaktiert werden.

4.2.3 Planarisierung und Öffnen der Isolation

Somit ist der erste wichtige Schritt getan. Das magnetische System ist auf einer Skala unter 200 nm eingengt. Um daraus einen elektrischen Meßwiderstand zu machen, muß das System isoliert werden. Zum anderen muß die Möglichkeit gegeben werden, lediglich die Spitze des Nanomagneten zu kontaktieren. Ein häufig verwendetes Verfahren ist das Planarisieren mit einem isolierenden Lack und nachträgliches Öffnen mittels Ätzen oder Chemisch-Mechanischem Polieren (CMP). Letzteres steht mir nicht zur Verfügung, so daß ich mit dem schon vorher benutzten Ionenstrahlätzen arbeite. Als isolierenden Lack verwende ich den schon im vorigen Schritt benutzten FOx-12, da dieser nach Elektronenbeschuß Siliziumoxid ähnelt.

Dazu wird FOx-12-Lack aufgeschleudert und ein $4 \times 4 \text{ mm}^2$ großes Rechteck vollständig mit dem Elektronenstrahlschreiber beschrieben. Da der Nanomagnet einen sehr kleinen Durchmesser $\sim 200 \text{ nm}$ hat und mit $\sim 40 \text{ nm}$ nicht sehr hoch ist, trägt sich der Lack so auf, als wäre der Nanomagnet gar nicht anwesend (siehe Abbildung 22 a). Die Oberfläche ist plan.

Das bedeutet aber, daß oberhalb des Nanomagneten eine dünnere Lackschicht ist als um den Nanomagnet herum. Durch geschickte Wahl der Ätzzeit ist es möglich, den Ionenstrahlätzprozeß so zu stoppen, daß der Nanomagnet aus der Isolation herausragt und von oben kontaktiert werden kann (siehe Abbildung

4.2 SCHRITT 2: PRÄPARATION DER NANOMAGNETE

22 a).

Um die Isolation vor allem an der hohen Kante der Leiterbahn zu verbessern, wird zusätzlich auf den geschriebenen und entwickelten FOx-12 eine Isolationsschicht von 50 nm Siliziumnitrid Si_3N_4 mittels PECVD²⁵ abgeschieden. Bei diesem Prozeß wird in einem Reaktor ein Silan SiH_4 - und Ammoniak NH_3 -Gemisch über die Probe geleitet. Durch das unterstützende Plasma, das im Reaktor gezündet wird, kommt eine chemische Reaktion in Gang, bei der über verschiedene Vorläufermoleküle letztlich Siliziumnitrid Si_3N_4 gebildet wird. Die Reaktion erfolgt dabei in unmittelbarer Probennähe, so daß eine isotrope Beschichtung erfolgt. Das Si_3N_4 schlägt sich auch an vertikalen Stufenkanten nieder. Dadurch ist es ideal für den vorgestellten Prozeß.

Um lediglich den Bereich um den Nanomagnet herum zu ätzen, wird zusätzlich Photolack aufgebracht, der auf der Größe eines Rechtecks von $8 \times 6 \mu\text{m}^2$ geöffnet ist und dort die Ätzung des Isolators erlaubt. Das Resultat ist in Abbildung 22 b skizziert. Zur besseren Kontrolle des Prozesses wird zuerst 11 min lang geätzt, und danach im Rasterkraftmikroskop kontrolliert. Ist nichts zu sehen, wird eine weitere Minute geätzt, und wieder kontrolliert. Das Ergebnis nach einer Ätzzeit von insgesamt 13 min ist in Abbildung 23 dargestellt. In beiden Aufnahmen ist in der Mitte deutlich der Nanomagnet zu sehen.

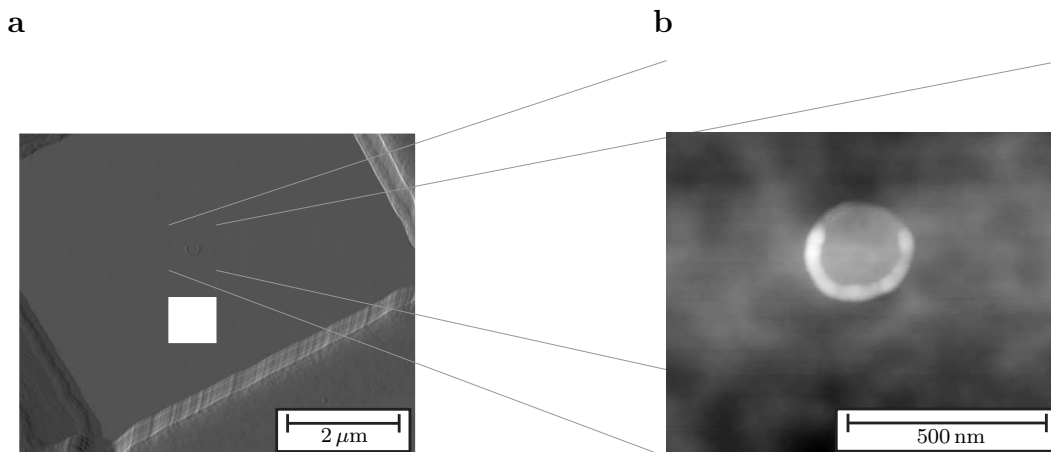


Abbildung 23: **a** AFM-Aufnahme nach dem Öffnen der Isolation. Gezeigt ist die Ableitung des Höhenprofils, wodurch Strukturkanten wesentlich besser sichtbar werden. In der Mitte ist der Nanomagnet zu erkennen. Das äußere Rechteck besteht aus Photolack, der die Kanten und den Rest der Isolation schützt. **b** Vergrößerung des Zentrums von Bild a, diesmal im normalen Höhenprofil. Der Nanomagnet ist deutlich zu erkennen.

²⁵ PECVD = Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition, Plasma-unterstützte chemische Gasphasenabscheidung.

4.3 Schritt 3: Kontaktierung der Nanomagnete

Der zuvor geöffnete Nanomagnet muß von oben kontaktiert werden. Da die angebrachte Isolation großflächig wirkt, kann man hierfür wieder auf die optische Lithographie zurückgreifen. Um metallische Leiterbahnen nachträglich aufzubringen, eignet sich der Umkehrprozeß am besten. Dazu wird der gleiche Lack wie in Schritt 1 verwendet, aber in einer etwas anderen Verdünnung, so daß der aufgeschleuderte Lack eine Schichtdicke von $1.4\text{ }\mu\text{m}$ hat.

Durch ein anderes Verfahren wird jedoch ein negatives Abbild der Maskenstruktur erzeugt. Das bedeutet, daß überall dort, wo auf der Maske Chrom ist, auf der Probe der Lack gelöst wird. Die Belackung und das Tempern der Probe ist wie beim Positivprozeß. Bei der Belichtung geschieht jetzt das Entscheidende. Der Lack wird zuerst mit Maske (siehe Abbildung 26) belichtet, aber kürzer als im Positivprozeß. Durch einen anschließenden Tempersschritt für $2\text{ min @ }115^{\circ}\text{C}$ und einer langen Belichtung der kompletten Probe wird der Lack umgedreht, das heißt dort ausgehärtet, wo er nach der ersten Belichtung im Entwickler eigentlich löslich war.

Der wichtige Aspekt dieses Verfahrens ist, daß die Flanken der Lackstruktur überhängen (siehe Abbildung 24). Bedampft man die komplette Probe mit 300 nm Gold^{26} , werden diese Kanten nicht mitbedampft. Ein Lösungsmittel (Aceton) kann von der Seite die Lackschicht und damit die ganze darüberliegende Goldschicht abheben (Lift-Off). Die zurückbleibenden Strukturen liegen in der gewünschten Form über der unteren Elektrode und füllen den vorher freigeätzten Kontakt zum Nanomagnet aus. Dadurch ist die Strukturierung abgeschlossen. Abbildung 25 zeigt einen dieser fertiggestellten Kontakte. Eine komplette, schrittweise Anleitung zur Nanostrukturierung ist in Anhang A zusammengefaßt.

²⁶ Zur Verbesserung der Haftung wird vorher noch 5 nm Titan aufgebracht.

4.3 SCHRITT 3: KONTAKTIERUNG DER NANOMAGNETE

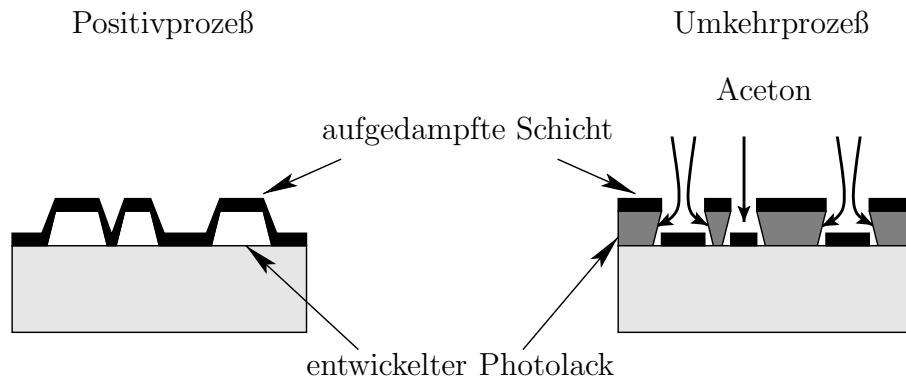


Abbildung 24: Vergleich des Lackprofils beim Positiv- und beim Umkehrprozeß. Durch die überhängenden Flanken des entwickelten Photoresists beim Umkehrprozeß bedeckt die aufgedampfte Schicht nicht die komplette Probe. Dadurch wird dem Lösungsmittel Aceton eine Angriffsfläche geboten, so daß die aufgedampfte Schicht auf dem Photolack abgehoben wird. Es bleiben die gewünschten Strukturen zurück (aus [56]).

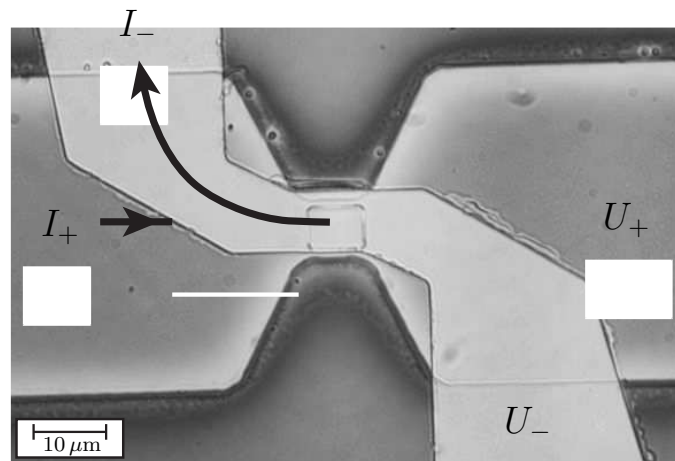


Abbildung 25: Lichtmikroskopische Aufnahme einer fertiggestellten Struktur. Die obere Zuleitung wird bei der Widerstandsmessung geerdet (I_- und U_-). Die untere Elektrode liegt auf einem positiven Potential (I_+ und U_+). Das $8 \times 6\ \mu\text{m}^2$ große Rechteck in der Mitte ist der durch Ionenstrahlätzen geöffnete Bereich aus Abbildung 23.

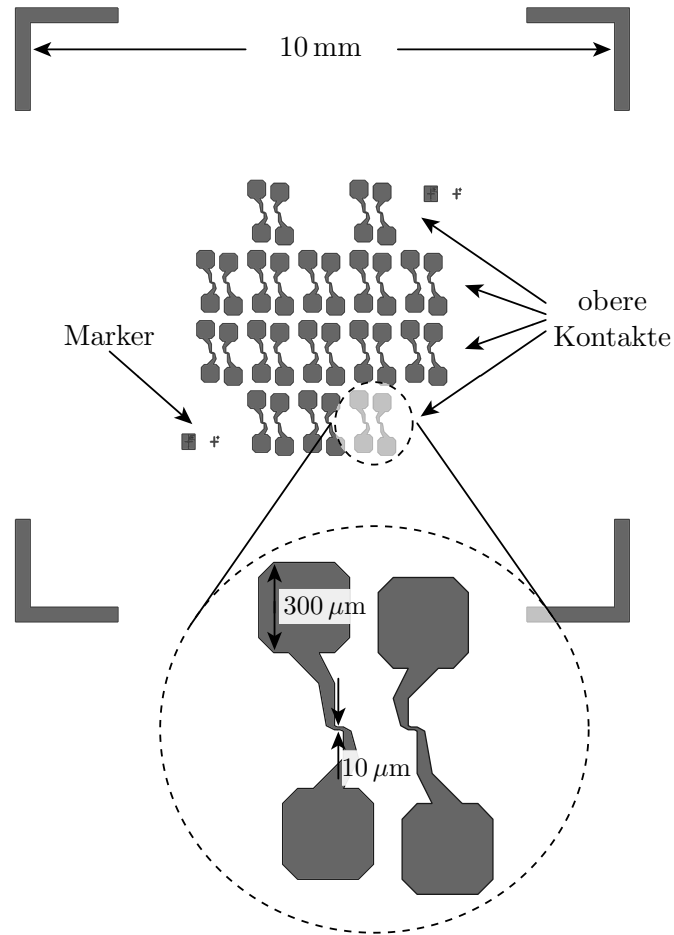


Abbildung 26: Maske zur Erzeugung der oberen Kontakte im Umkehrprozeß. Die Maske wird dabei so über den unteren Leiterbahnen platziert, daß beide 10 μm -Bereiche übereinanderliegen. Durch den Umkehrprozeß wird überall dort der Lack gelöst, wo sich Chrom auf der Maske befindet. In diese Bereiche wird die 300 nm dicke Gold-Topelektrode gedampft, womit der Kontakt zu den Nanomagneten hergestellt ist.

5 Ergebnisse: GMR & Strominduziertes Magnetisches Schalten

5.1 Der Widerstandsmeßplatz

Zur Messung des elektrischen Widerstands habe ich einen neuen Meßplatz aufgebaut, mit dem man flexibel den Widerstand messen kann. Hauptaugenmerk beim Aufbau lag auf dem Zusammenspiel zwischen kleinem Kontaktwiderstand und hoher relativer Auflösung.

Der Meßplatz ist in Abbildung 27 dargestellt. Durch einen Helium-Durchfluß-Kryostaten kann die Probe auf Temperaturen bis 4 K gekühlt werden. Der Bereich der Helium-Leitung und der Probenbereich sind durch einen Wärmetauscher getrennt. Die Wärme des Systems wird über ein Austauschgas (ebenfalls Helium) entzogen bzw. zugeführt. Über eine Regeleinheit und eine Widerstandsheizung im Wärmetauscher kann die Temperatur sehr konstant eingestellt werden.

Der Kryostat ist zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten befestigt. Durch ein starkes Netzteil können die Spulen mit maximal 60 A gespeist werden, was zwischen den Polschuhen eine magnetische Induktion von $B = 1.2 \text{ T}$ hervorruft. Es werden zylindrische Polschuhe mit Durchmesser $d = 10 \text{ cm}$ verwendet. Das Magnetfeld ist dadurch sehr homogen ($\Delta B/B < 10^{-4}$ auf einer Länge von 1 cm).

Der Probenstab ist entlang der Stabachse drehbar, wodurch die Magnetfeldrichtung in der Schichtebene kontinuierlich gedreht werden kann. Über einen Schrittmotor kann gezielt eine Probenposition angefahren werden. Dadurch, daß die Probe auf einen Halter geklebt wird, ist die absolute Winkelbestimmung zwischen verschiedenen Proben nicht möglich. Während einer Meßreihe kann aber von einer festgelegten Position aus reproduzierbar sehr exakt die gewünschte Position angefahren werden.

Insgesamt stehen zehn Leitungen für die Widerstandsmessung zur Verfügung. Diese werden am Stabende aus dem Kryostaten herausgeführt und ab hier einzeln geschirmt weitergeleitet. Dazu werden sowohl Koaxial- wie auch Triaxial-Kabel verwendet. Über die Schutzbox können die Stromquelle und die Spannungsmessung mit jeder der zehn Meßleitungen verbunden werden. Zum Schutz vor elektrostatischen Überspannungen kann die komplette Probenseite kurzgeschlossen und damit von der Seite der Meßgeräte entkoppelt werden. Dadurch kann man gefahrlos die Verkabelung ändern, ohne daß man Kontaktspannungen fürchten muß. Während der Messung schützen parallel geschaltete Dioden davor, daß sich auf den Meßleitungen unerwünscht große Spannungen aufbauen (siehe Abbildung 28). Durch die Parallelschaltung zur Probe brechen die Dioden ab einer gewissen Spannung durch, so daß der Strom zum Großteil über die Dioden abfließen kann und nicht die empfindlichen Kontakte zerstört.

In Tests an Eichwiderständen zeigt sich, daß die Widerstandsmessung durch

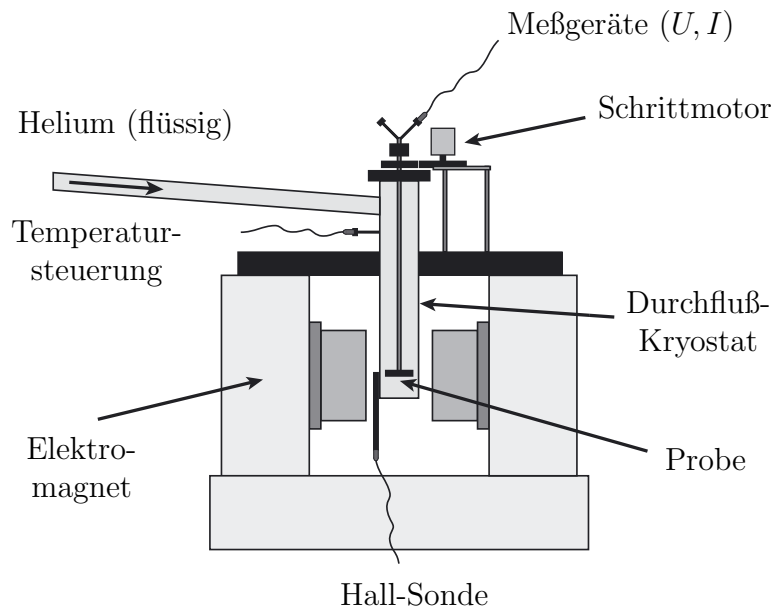


Abbildung 27: Skizze zum aufgebauten Meßplatz. Während der Messung ist die Probe am Ende eines Stabes in einem Helium-Durchfluß-Kryostaten befestigt. Der Stab ist mit einem Schrittmotor kontrolliert drehbar. Von außen wird durch einen starken Elektromagneten ein Magnetfeld erzeugt, das in der Schichtebene liegt. Eine Hall-Sonde mißt die Stärke des Feldes.

die Parallelschaltung der Schutzdioden nicht beeinträchtigt wird, so lange der Spannungsabfall über dem System kleiner als 200 mV ist. Die von mir untersuchten, metallischen Schichtsysteme haben in CPP-Geometrie einen Widerstand von wenigen Ohm, so daß auch mit Dioden eine Stromstärke von über 50 mA angelegt werden kann, ohne daß sich parasitäre Strompfade ergeben.

Die einzelnen Meß- und Steuergeräte werden über einen Computer (GPIB-Bus) angesteuert und ausgelesen. Die dazu notwendige Software habe ich mit dem Programm LabView 5.0 geschrieben.

Eine Skizze zu den verwendeten Meßmethoden zeigt Abbildung 28. Die Probe wird dabei wie in Abbildung 25 mit vier Leitungen verbunden. In Abbildung 28a ist der Aufbau einer DC-Widerstandsbestimmung gezeigt. Es wird ein Gleichstrom durch den Meßwiderstand geschickt. Mit dem dabei gemessenen Spannungsabfall $\Delta U = U_+ - U_-$ ergibt sich der absolute Widerstand über $R = \Delta U / I$. Aufgrund des kleinen Probenwiderstandes erreicht man mit dieser Meßmethode aber erst bei einer Stromstärke von 5–10 mA eine zufriedenstellende Auflösung. Die maximale Auflösung ergibt sich zu $\Delta R / R \sim 5 \cdot 10^{-4}$. Für kleinere Stromstärken ist der Spannungsabfall zu gering, so daß statische Hintergrundspannungen von $\sim \pm 10 \mu\text{V}$ die Messung stark beeinträchtigen.

5.1 DER WIDERSTANDSMESSPLATZ

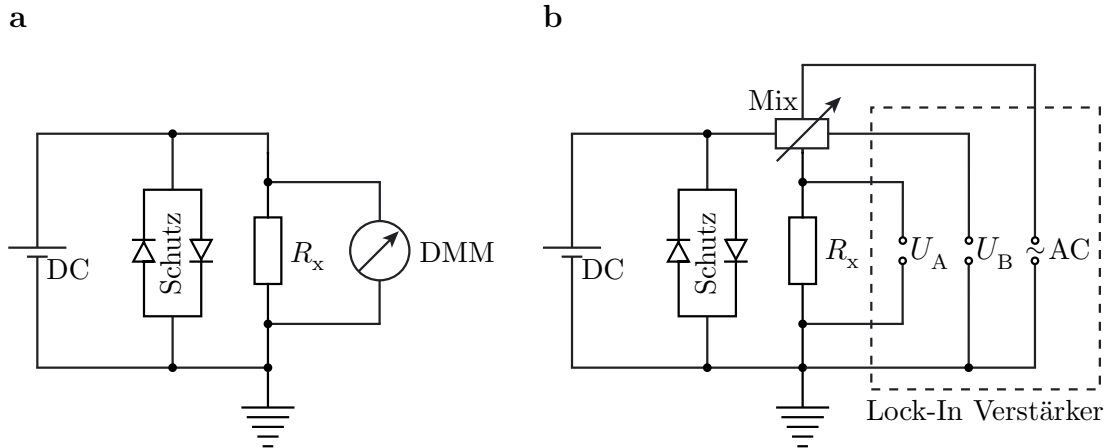


Abbildung 28: Ersatzschaltbild zur Ermittlung des unbekannten Widerstands R_x . **a** Messung des absoluten Widerstands $R = \Delta U/I$. Ein Gleichstrom I (DC) erzeugt einen Spannungsabfall ΔU , der mit einem Multimeter (DMM) gemessen wird. Die Schutzschaltung dient zum Schutz vor elektrostatischen Überspannungen. **b** Aufbau zur Messung des differentiellen Widerstands dU/dI mit Lock-In-Technik. Ein Gleichstrom wird mit einem Sinussignal moduliert, indem das interne Oszillatorsignal des Lock-In Verstärkers über Dämpfungswiderstände dem DC-Signal beigemischt wird. Gleichzeitig wird ein Kompensationssignal erzeugt, mit dem das Differenzsignal $U_A - U_B$ erzeugt wird. Durch die Kompensation erreicht man eine Steigerung der Empfindlichkeit der Messung.

Eine Möglichkeit, den Einfluß dieser Hintergrundspannung zu unterdrücken, ist, zu einer dynamischen Messung des Widerstandes überzugehen (siehe Abbildung 28 b), bei der die Gleichstromerzeugung und die Widerstandsmessung getrennt werden. Man bedient sich dabei der Lock-In-Technik. Der interne Oszillator gibt dabei ein sinusförmiges Spannungssignal mit Amplitude von 1 V bei einer Frequenz von einigen kHz aus²⁷. Über verschiedene Dämpfungswiderstände wird dieses Signal mit dem Ausgang der Gleichstromquelle gemischt, so daß durch die Probe ein Gleichstrom fließt, der mit kleiner Amplitude von 100 – 500 μA moduliert ist.

Der Spannungsabgriff an der Probe wird an den A-Kanal des Lock-In Verstärkers angeschlossen. Hier wird nun das modulierte Signal vom statischen Signal getrennt. Dadurch ergibt sich eine Unterdrückung der Hintergrundspannungen, weil nur Spannungen mit der erzeugten Frequenz durchgelassen werden. Das Ausgangssignal des Verstärkers ist wiederum proportional zum differentiellen Widerstand $R_{\text{diff}} = dU/dI$.

²⁷ Diese Frequenzen sind weit genug entfernt von jeglichen elektronischen oder magnetischen Resonanzfrequenzen, so daß man die Messung als quasistatisch beschreiben kann.

Durch eine Kompensationsschaltung erreicht man eine deutliche Verbesserung der Auflösung. Dazu wird in der Mischerbox ein Signal abgezweigt, das über getrennte Drehpotentiometer in der Amplitude angepasst und der Spannung am A-Kanal angeglichen werden kann. Da lediglich rein metallische Systeme betrachtet werden, ist der Widerstand eine reelle Größe. Kapazitive und induktive Einflüsse sind minimal. Somit sind A- und B-Signal in Phase und können ohne weiteres im A-B-Modus des Lock-In Verstärkers voneinander subtrahiert werden.

Durch die Kompensation läßt sich der Lock-In in einem Meßbereich betreiben, der um zwei Größenordnungen kleiner ist (typisch: $[A] = 1 \text{ mV}$, $[A-B] = 10 \mu\text{V}$). Der Charakter der Messung bleibt aber bei der Kompensation erhalten, da das B-Signal konstant ist. Ändert sich der Probenwiderstand in Abhängigkeit eines äußeren Parameters (Magnetfeld, Gleichstrom, Temperatur), so ändert sich dementsprechend der Spannungsabfall an der Probe und damit am A-Kanal des Lock-In Verstärkers. Es ergibt sich dadurch eine große Änderung des Differenzsignals.

Die relative Auflösung steigt so auf $\Delta R_{\text{diff}}/R_{\text{diff}} \sim 5 \cdot 10^{-5}$, also wesentlich besser als bei der DC-Messung. Der Hauptvorteil liegt darin, daß die Messung nicht an die Gleichstromquelle gekoppelt ist und somit im vollen Bereich, also gerade bei kleinen Stromstärken, auch diese hohe Auflösung liefert.

Durch die Kompensation über verschiedene Dämpfungswiderstände ist der Meßwiderstand nicht mehr absolut zu ermitteln. Dadurch werden die Ergebnisse in „beliebigen Einheiten“ [a.u.] angegeben. Durch Vergleich mit der reinen DC-Messung kann man aber auf den absoluten Widerstand eichen.

Durch den differentiellen Charakter dieser Meßmethode werden Widerstandssprünge, wie sie vor allem beim strominduzierten Ummagnetisieren erwartet werden, deutlich sichtbar. Bei solchen Sprüngen weicht allerdings auch der Kurvenverlauf von der DC-Messung ab, da die Ableitung eines Sprunges im Spannungssignal einen Peak im dU/dI -Signal liefert, was eine Interpretation der Meßkurven teilweise erschwert.

5.2 Das Fe / Cr / Fe-System

In diesem Abschnitt folgt nun die Beschreibung der ersten Messungen des CPP-GMR und von strominduzierten Effekten am Fe / Cr-System. Dabei werde ich zuerst auf das allgemeine Verhalten der einzelnen Meßwiderstände über der gesamten Probe eingehen und danach einzelne Messergebnisse präsentieren.

5.2.1 Allgemeines Verhalten des Widerstands

Zunächst wird untersucht, ob die hergestellten, elektrischen Kontakte wie erwartet funktionieren und einen GMR-Effekt zeigen. Dazu habe ich eine Probe des Fe / Cr-Systems mit sehr kleinen Stromstärken kontaktweise mit DC-Technik

5.2 DAS FE / CR / FE-SYSTEM

Tabelle 4: Verteilung der Widerstände der einzelnen Kontakte auf einer Probe des Fe / Cr-Systems. Man erkennt eine große Schwankung der Widerstände, die keinerlei Systematik zeigt. Aufgrund der Schutzdioden können Widerstände größer 100 k Ω nicht ermittelt werden. Die mit * gekennzeichneten Kontakte zeigten den GMR-Effekt, teilweise aber erst, nachdem die Probe mit großen Strömen von bis zu 100 mA belastet wurde.

		Widerstand Kontakt No. [Ω]									
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Leiterbahn No.	1	–	–	17 k	10.5*	–	–	60	390*	–	–
	2	388	>100 k	592	16	12	6*	16*	22	>100 k	>100 k
	3	219	>100 k	2 k	>100 k	78	0.2	14*	15*	99	40 k
	4	–	–	1.2*	2*	132	9*	132	193	–	–

durchgemessen. Die kleine Stromstärke verhindert, daß sich der Kontakt durch den Strom irreversibel verändert bzw. zerstört wird.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 4 zusammengefaßt. Die Anordnung in der Tabelle entspricht dabei der Anordnung auf der Probe. Entlang der Spalte sind die einzelnen Kontakte aufgelistet; entlang der Zeilen die Leiterbahnen.

Man erkennt eine starke Schwankung der Widerstandswerte über mehrere Größenordnungen, die keinerlei Systematik offenbart. Eigentlich müßte entlang einer Leiterbahn (entlang einer Zeile in Tabelle 4) der Widerstand leicht zunehmen, da der Durchmesser der geschriebenen Lackpunkte abnimmt (siehe Abschnitt 4.2). Das läßt vermuten, daß in den darauf folgenden Schritten der Fehler zu suchen ist (Planarisieren und Öffnen).

Einige dieser Kontakte zeigen einen deutlichen GMR-Effekt, so daß der geplante Weg, die Strukturierung durchzuführen, tatsächlich funktioniert. Die Messungen des Riesenmagnetowiderstands folgen im nächsten Abschnitt 5.2.2.

Als nächstes betrachte ich die Reaktion des Widerstands auf eine schrittweise Erhöhung der Stromstärke genauer (siehe Abbildung 29). Dazu werden Stromschleifen angelegt. Der Strom wird von $I = 0$ schrittweise auf $I = \pm I_{\max}$ erhöht.

Die Widerstandsabnahme, die auf der rechten Hälfte der Abbildung zu erkennen ist, ist irreversibel. Sie findet immer dann statt, wenn der vorige Wert von $I_{\max}$ überschritten wird. In gleichem Ausmaß, wie der Widerstand kleiner wird, wird aber auch der gemessene Wert des GMR-Effektes größer. Beides läßt darauf schließen, daß der Widerstand, der das irreversible Verhalten herbeiführt, in Reihe zu dem Teil des Kontakts geschaltet ist, der den GMR-Effekt erzeugt.

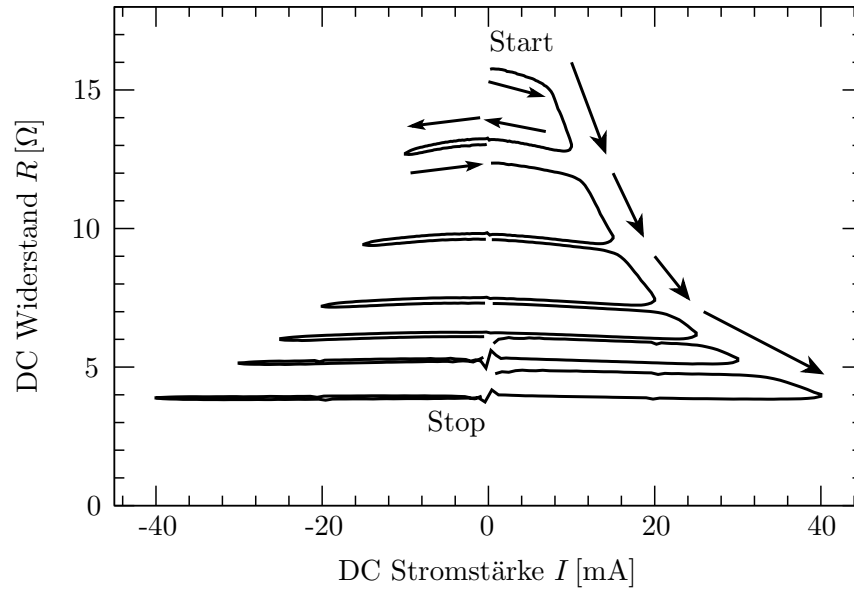


Abbildung 29: Messung des Verhaltens des Widerstands unter „Belastung“ mit größer werdender Maximalstromstärke $I_{\max}$ einer Probe des Fe/Cr/Fe-Systems. Man erkennt, daß der Widerstand irreversibel absinkt, wenn der Strom erhöht wird, sich dann aber auf dem Wert einpendelt, den er bei $I_{\max}$ hatte. In der nächsten Schleife sinkt der Widerstand wieder ab, sobald der vorige Wert von $I_{\max}$ erreicht wird.

Auffallend ist auch, daß sich mit der Belastung das charakteristische Widerstandsverhalten ändert (siehe Abbildung 30). In Bild a) ist die Messung des differentiellen Widerstands direkt nach Einbau der Probe in den Meßplatz gezeigt. Die maximale Stromstärke $I_{\max}$, die zu diesem Zeitpunkt den Kontakt belastet hat, betrug 2 mA. Man erkennt eine nach unten geöffnete Parabel. Dieses Verhalten ist typisch für eine isolierende oder halbleitende Barriere. Mit Erhöhung der angelegten Spannung finden immer mehr Tunnelprozesse über die Barriere statt, so daß der Widerstand sinkt. Da die hergestellten Proben aber rein metallisch sind, muß diese Barriere im Laufe der Strukturierung auftreten.

Abbildung 30 b zeigt, daß sich das Verhalten nach Belastung mit $I_{\max} = 100$ mA umdreht. Man erkennt eine nach oben geöffnete Parabel, die in einem metallischen System zu erwarten ist. Die Zunahme des Widerstands mit der Zunahme der Stromstärke wird allgemein mit Joule'scher Erwärmung des Kontakts in Verbindung gebracht.

Einige Kontakte überstehen allerdings die Erhöhung der maximalen Stromstärke nicht und zeigen danach ein komplett anderes Verhalten. Die stabilen Kontakte überstehen auch mehrere Stunden mit 100 mA²⁸ Dauerbelastung und zeigen

²⁸ Die maximale Stromstärke, die die Stromquelle ausgeben kann, beträgt ± 101 mA.

5.2 DAS FE / CR / FE-SYSTEM

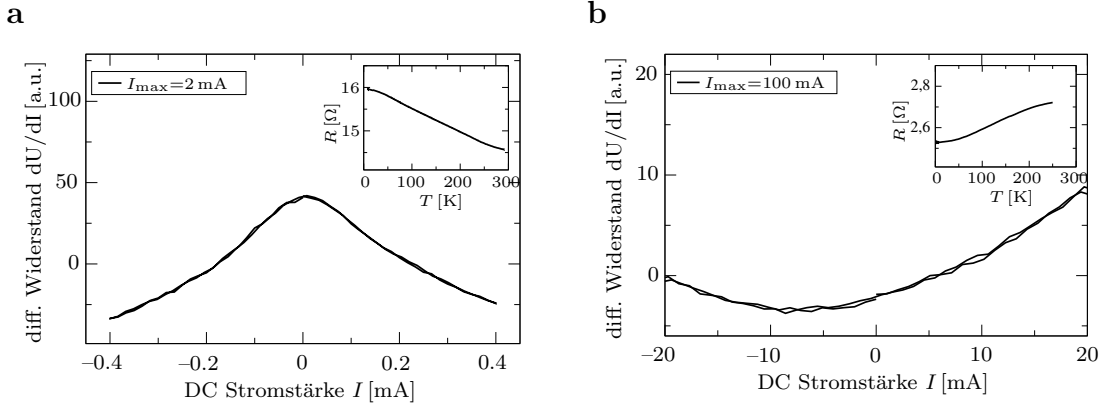


Abbildung 30: Verhalten des differentiellen Widerstands vor und nach Belastung mit 100 mA. Im Inset sind die dazugehörigen Temperaturverläufe des Widerstands zu sehen. **a** Nach dem Einbau der Probe in den Meßplatz ähnelt die Kurvenform der einer Tunnelkurve über eine isolierende Barriere. Dazu passend nimmt der absolute Widerstand mit abnehmender Temperatur zu. **b** Nach Belastung der Probe mit 100 mA ist das Verhalten eher metallisch mit einer nach oben geöffneten Parabel. Es ist aber kein rein metallisches Verhalten, weil die Parabel nach links verschoben ist. Das Temperaturverhalten im Inset hat ebenfalls metallischen Charakter.

danach den gleichen Wert des Riesenmagnetowiderstands.

Allgemein ist der GMR nur an solchen Kontakten meßbar, die von Anfang an einen Widerstand kleiner $\sim 20 \Omega$ haben. Aber nicht alle dieser Kontakte mit kleinem Widerstand zeigten auch den Riesenmagnetowiderstand. Bei diesen kann man annehmen, daß die Widerstandsmessung nicht über den Nanomagneten erfolgt, sondern über einen parasitären „Kurzschluß“.

Bei den Kontakten über $100 \text{ k}\Omega$ ist davon auszugehen, daß das öffnende Ätzen der Kontakte hier nicht funktioniert hat, zum Beispiel weil der FOX-12-Lack an dieser Stelle etwas dicker war. Das könnte auch der Grund für die irreversiblen Widerstandsänderungen sein. Dadurch, daß sich noch etwas Lack zwischen oberer Leiterbahn und dem Nanomagnet befindet, könnte es dazu kommen, daß dieser Lack „durchbrennt“, wenn eine gewisse Stromstärke bzw. Spannung überschritten wird. Die eigentliche Isolation um den Nanomagnet herum bleibt aber stabil, so daß der Kontakt weiterhin den GMR-Effekt zeigt.

Eine weitere Ursache könnte eine isolierende Oxidschicht sein. In den vorgestellten Messungen kann diese an zwei Stellen auftreten. Nach dem Ausbau aus der MBE-Anlage besteht die Oberfläche der Probe aus einer 20 nm dicken Chromschicht. Im Reinraum werden darauf 20 nm Titan deponiert. Beide Schichten sind somit dem Luftsauerstoff ausgesetzt und oxidieren. Sowohl Chrom- wie auch Titanoxide können isolierende Eigenschaften haben (zum Beispiel TiO_2 (*Rutil*) mit einer Bandlücke von $E_g = 3 \text{ eV}$)[57].

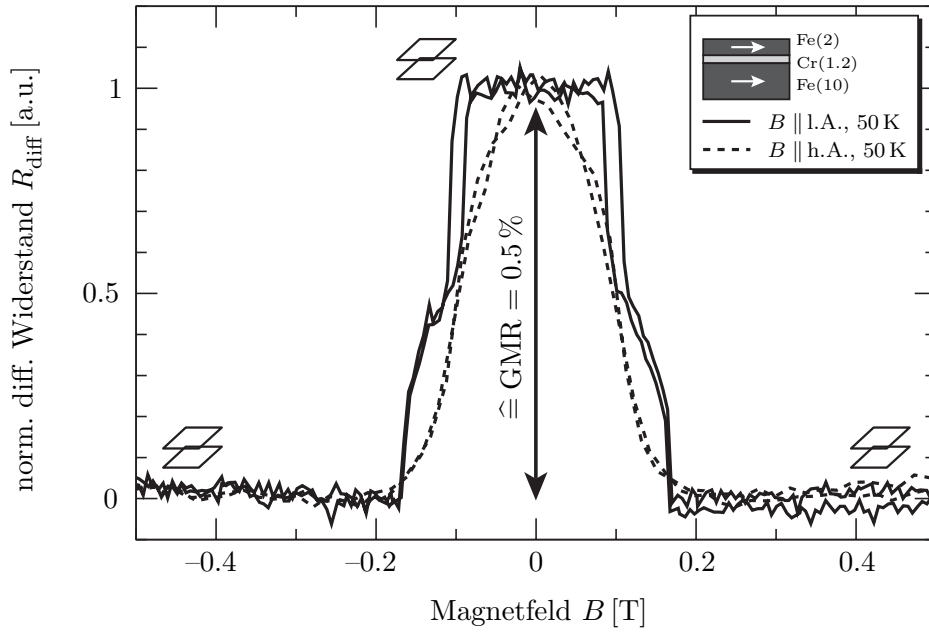


Abbildung 31: Messungen des CPP-GMR am Fe / Cr / Fe-System bei einer Temperatur von 50 K. Entlang der Ordinate ist der auf 1 normierte differentielle Widerstand aufgetragen. Das Magnetfeld liegt einmal parallel zu einer leichten Achse, einmal parallel zu einer harten Achse von Eisen.

5.2.2 Messungen des Riesenmagnetowiderstands

Wie im vorigen Abschnitt angedeutet, zeigen die Kontakte den Riesenmagnetowiderstand trotz der angesprochenen Probleme, die aus dem Strukturierungsprozeß resultieren. Der CPP-GMR erreicht dabei Werte von $\sim 0.1\%$ bei Raumtemperatur bis hin zu $\sim 0.6\%$ bei 4 K.

In Abbildung 31 sieht man Messungen des CPP-GMR bei $T = 50$ K. Gemessen wurde hierbei der differentielle Widerstand R_{diff} bei 0 mA DC Stromstärke, einmal mit Magnetfeld parallel einer leichten Achse, einmal mit B parallel einer harten Achse. Der normierte Widerstand $(R - R_P)/(R_{\text{AP}} - R_P)$ ist auf der Ordinate in Abbildung 31 aufgetragen. Der Wert des $\text{GMR} = (R_{\text{AP}} - R_P)/R_P$ ergibt sich aus einer Eichung der AC-Messung durch Vergleich mit einer DC-Messung mit kleiner Stromstärke.

Es ist offensichtlich, daß sich die Messungen entlang der (zuvor) leichten Achse und der (zuvor) harten Achse unterscheiden. Messungen entlang der jeweils zweiten Achsen sind identisch und der Deutlichkeit halber nicht abgebildet. Die vierfache Kristallanisotropie des Eisens ist klar zu erkennen. Das bedeutet, daß die Kristallstruktur durch die Lithographieschritte nicht beschädigt wird. Wäre dies der Fall, so würden sich die Messungen obiger Abbildung nicht so deutlich unterschei-

5.2 DAS Fe / Cr / Fe-SYSTEM

den. Außerdem würde sich entlang der leichten Achse eine Krümmung der Kurve ausbilden. Die Messung zeigt aber ein flaches Plateau zwischen $B = \pm 100$ mT, was der antiparallelen Konfiguration beider Magnetisierungen entspricht.

Mit größer werdendem Feld wird der Widerstand kleiner und erreicht bei $B = 180$ mT das Minimum. Das entspricht der Sättigung beider Magnetisierungen. Für die Messung entlang der magnetisch harten Achse ergibt sich ein ähnliches Sättigungsfeld von $B = 190$ mT. Beides ist zunächst nicht zu verstehen, da die Sättigungsfelder aus den MOKE-Messungen (siehe Abbildung 12) mit 78 mT entlang der leichten Achse um über einen Faktor 2 kleiner sind. Der gleiche Effekt zeigt sich auch bei den CPP-GMR-Messungen am Fe / Ag-System (siehe Abschnitt 5.3.2) und wird in der Diskussion der Ergebnisse in Kapitel 6 genauer betrachtet.

5.2.3 Strominduzierte Effekte

In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie sich das Fe / Cr-System unter Belastung mit einem Gleichstrom verhält. Die gezeigten Messungen wurden durchgeführt, nachdem die Kontakte mit 100 mA über einen längeren Zeitraum belastet wurden. Damit ist sicher gestellt, daß sich keine Widerstandsveränderungen mehr ergeben und die Kontakte somit stabil funktionieren. Die Temperatur während der Messungen betrug bei allen präsentierten Daten $T = 50$ K. Die strominduzierten Effekte treten auch bei höheren Temperaturen auf, sind aber dort wegen des kleineren GMR-Effekts weniger deutlich. Hier wie auch bei allen anderen Messungen bedeutet:

- $I > 0$: Ein positiver Strom erzeugt einen Elektronenfluß von der „freien“ zur „festen“ magnetischen Schicht. Bei den Co / Cu-Proben nach Abbildung 8 wie auch beim Fe / Ag-System erzeugt diese Richtung eine Instabilität der parallelen Ausrichtung beider Magnetisierungen und bevorzugt eine antiparallele Konfiguration. Beim Fe / Cr-System soll diese Richtung jedoch das Gegenteil bewirken, da die von der Fe / Cr-Grenzfläche erzeugte Spinpolarisation umgekehrt ist (siehe Abschnitt 2.3).
- $I < 0$: Ein negativer Strom bedeutet Elektronenfluß von „fest“ nach „frei“. Er bewirkt das Gegenteil. Wie bei Co / Cu wird bei Fe / Ag die parallele Ausrichtung stabilisiert und die antiparallele destabilisiert, beim Fe / Cr-System wiederum umgekehrt.

Zuerst betrachte ich eine DC-Messung des absoluten Widerstands bei Erhöhung der DC-Stromstärke I (siehe Abbildung 32) bei zwei verschiedenen Magnetfeldern. Das Magnetfeld von $B = 924$ mT ist dabei deutlich größer als das Sättigungsfeld aus Abbildung 31. Im Bereich kleiner Stromstärken gelangt man an die Auflösungsgrenze des Multimeters, da aufgrund des kleinen Kontaktwiderstands nur ein sehr kleiner Spannungsabfall auftritt. Dadurch ist der Fehler im Bereich $I < \pm 5$ mA sehr groß.

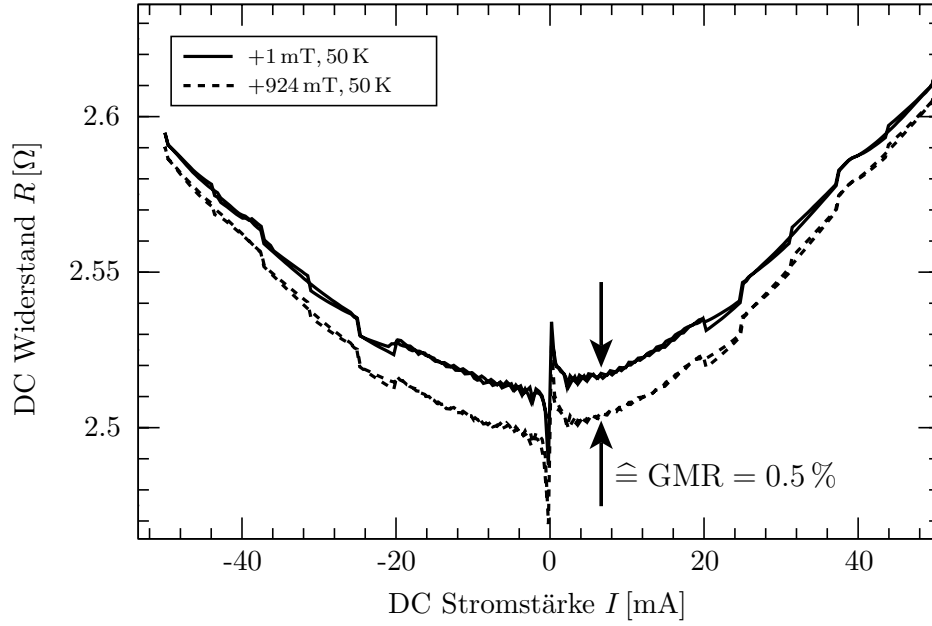


Abbildung 32: DC-Widerstand gegen angelegte Stromstärke am gleichen Kontakt wie in Abbildung 31. Aufgrund des kleinen GMR-Effekts von 0.5 % bei 50 K werden Ungenauigkeiten der Stromquelle sichtbar (Sprünge bei 20 mA, 25 mA, 30 mA usw.). Sie sind ein Artefakt der Meßtechnik. Für $|I| < 5 \text{ mA}$ stößt man zudem an das Auflösungslimit des Multimeters.

Als nächstes fällt auf, daß bei beiden Kurven bei gleichen Stromstärken unabhängig vom Magnetfeld Sprünge auftreten (20 mA, 25 mA, 30 mA usw.). Diese Sprünge treten ebenfalls an Eichwiderständen auf, so daß diese nicht die gesuchten Spin-Transfer-Effekte sondern lediglich Fehler der Stromquelle darstellen.

Bei kleinen Stromstärken erkennt man die Größe des GMR-Effekts, wie in der Abbildung angedeutet, da man hierzu die relative Widerstandsänderung

$$\text{GMR} = \frac{R_{\text{AP}} - R_{\text{P}}}{R_{\text{P}}} = \frac{R(1 \text{ mT}) - R(924 \text{ mT})}{R(924 \text{ mT})} = 0.5 \% , \quad (32)$$

betrachtet. Der einzige Effekt, der in Abhängigkeit von Stromstärke und Magnetfeld auftritt, ist, daß sich beide Kurven bei größerer Stromstärke annähern. Dieses Merkmal ist aber für eine weitere Auswertung zu klein.

Zur Verbesserung der Meßgenauigkeit wurden als nächstes AC-Messungen des differentiellen Widerstands durchgeführt, wie in Abschnitt 5.1 dargestellt. Eine dieser Messungen zeigt Abbildung 33. Die Probe befand sich dabei wiederum auf einer Temperatur von $T = 50 \text{ K}$. Es ist deutlich zu erkennen, daß die oben angesprochenen Ungenauigkeiten der Stromquelle bei dieser Meßmethode nicht

5.2 DAS Fe / Cr / Fe-SYSTEM

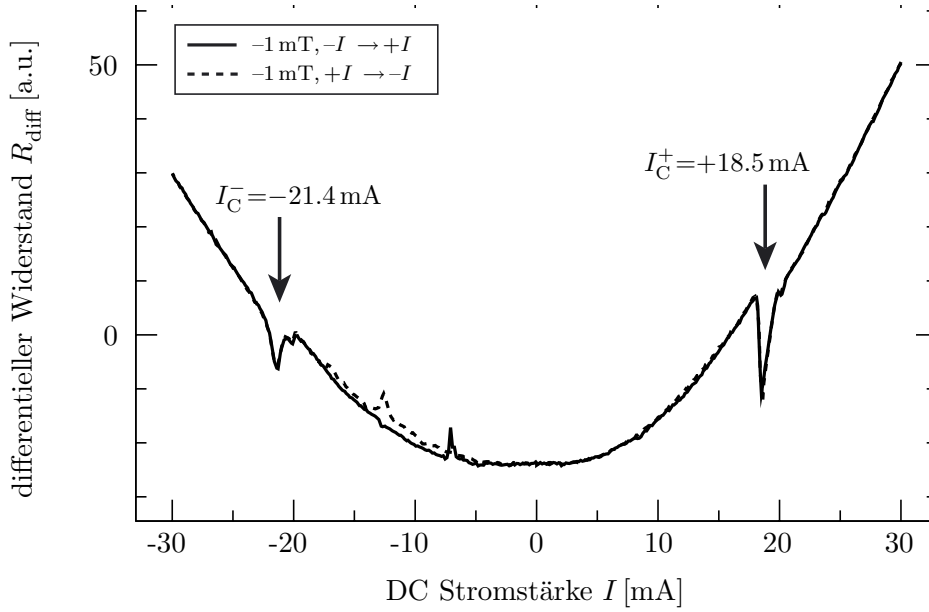


Abbildung 33: Messung des differentiellen Widerstands des Fe / Cr / Fe-Systems bei Anlegen eines Gleichstroms bei 50 K. Im Vergleich zu Abbildung 32 ist eine deutliche Verbesserung der Messempfindlichkeit zu erkennen. Es ergeben sich bei $I_C^- = -21.4$ mA und $I_C^+ = +18.5$ mA Dips im Widerstand, die auf eine Anregung des magnetischen Systems hindeuten. Zur Auswertung dieser Einknicke werden nur große Veränderungen im differentiellen Widerstand berücksichtigt, die man in vergleichbarer Form an mehreren Kontakten erhält.

ins Gewicht fallen, da die Stromquelle nicht direkt zur Widerstandsermittlung ($\rightarrow R = U/I$) verwendet wird. Somit sind auch die Bereiche $I < \pm 5$ mA auflösbar.

Sowohl bei $I_C^- = -21.4$ mA als auch bei $I_C^+ = +18.5$ mA ergeben sich deutliche Einknicke im Widerstand. Diese Dips deuten auf eine Anregung des magnetischen Systems hin, wie sich durch weitere Messungen zeigen läßt. Zunächst fällt jedoch auf, daß sowohl bei positiver wie auch bei negativer Stromstärke diese Anregungen zu sehen sind. Nach der Theorie des Spin-Transfers sind die Anregungen von der Richtung des Gleichstroms abhängig und sollten nur für eine Stromrichtung auftreten (siehe Kapitel 2.5.1).

Diese Dips treten dabei nicht nur an dem gezeigten Meßkontakt auf, sondern in vergleichbarer Form an allen Kontakten des Fe / Cr-Systems, die einen GMR-Effekt zeigen. Um einen Meßfehler auszuschließen, habe ich den gesamten Aufbau kontrolliert, mit unterschiedlichen Modulationen und Amplituden gemessen, Eichwiderstände angeschlossen usw. Alle diese Tests zeigen, daß die Meßmethode einwandfrei funktioniert und die Einknicke letztlich dem magnetischen System zuzuschreiben sind.

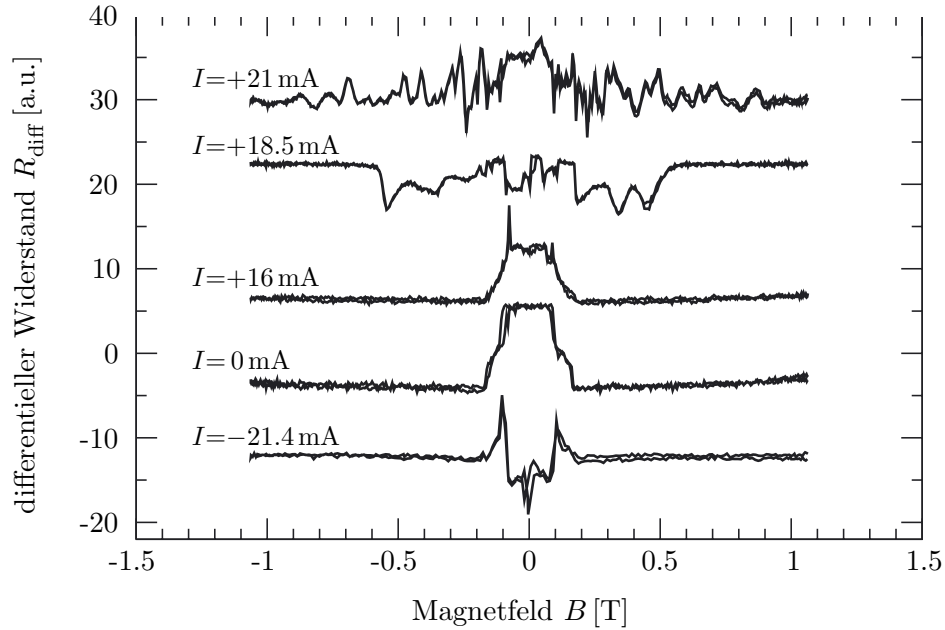


Abbildung 34: Messung des differentiellen Widerstands des Fe/Cr/Fe-Systems in Abhängigkeit vom Magnetfeld bei unterschiedlichen Stromstärken I bei 50 K. Die Kurven sind nachträglich entlang der y-Achse verschoben. Bei den Stromstärken, die in Abbildung 33 die Dips im Widerstand erzeugen, ergeben sich deutliche Abweichungen in den GMR-Kurven. Bei der Kurve zu $I = +18.5$ mA vergrößert sich das Sättigungsfeld auf 0.6 T. Bei $I = +21$ mA ist eine Sättigung nicht mehr auszumachen. Bei $I = -21.4$ mA bleiben die Sättigungsfelder jedoch gleich, dafür springt der Widerstand bei kleinen Feldern nicht mehr nach oben in den maximalen Widerstandswert sondern nach unten.

Ein weiteres Indiz dafür ist die deutliche Veränderung der GMR-Messung sowohl mit AC-Technik (Abbildung 34) als auch in der DC-Messung (Abbildung 35). Bei der AC-Messung wurde der differentielle Widerstand bei verschiedenen Gleichströmen gemessen. Die Kurven sind dabei nachträglich entlang der y-Achse verschoben. Zum Vergleich ist auch die Kurve ohne Gleichstrom ($I = 0$) noch einmal abgebildet.

Bei einem positiven Strom von +16 mA erkennt man noch keine wesentliche Veränderung. Lediglich die gesamte Widerstandsänderung ist etwas kleiner geworden. Legt man aber etwas mehr Strom an, so daß man genau im Dip bei $I = +18.5$ mA mißt, erkennt man eine drastische Veränderung der GMR-Kurve, die die ursprüngliche Kurvenform bei $I = 0$ überhaupt nicht mehr erkennen läßt. Diese Abweichungen erstrecken sich über einen deutlich größeren Magnetfeldbereich. Die Form der Kurve läßt vermuten, daß das magnetische System durch den DC-Strom zu Präzessionen angeregt wird, die für $|B| > 0.6$ T gedämpft werden,

5.2 DAS Fe / Cr / Fe-SYSTEM

so daß das System bei diesen Feldern wieder gesättigt ist.

Ähnliche Resultate haben auch Tsoi et al. [58] erhalten, die in Co / Cu-Multilagen durch einen Punktkontakt einen Gleichstrom injizierten. Die Stromdichte im Kontaktbereich betrug dabei $j \approx 10^8 \text{ A/cm}^2$. Gleichzeitig konnten sie Mikrowellenabsorptionen im GHz-Bereich messen, die sie mit den vorhergesagten Spinwellenanregungen des magnetischen Systems in Verbindung brachten (siehe Abschnitt 2.5).

Die Abweichungen in Abbildung 34 treten noch deutlicher auf, wenn man den Strom weiter erhöht. Die oberste Kurve in Abbildung 34 zeigt eine AC-Messung mit +21 mA DC-Strom. Die Anregungen erstrecken sich nun über den gesamten Magnetfeldbereich, so daß eine Sättigung nicht mehr eindeutig auszumachen ist. Ein größeres Magnetfeld ist mit dem verwendeten Aufbau leider nicht zu erreichen. Die Ausschläge scheinen aber mit größerem Magnetfeld kleiner zu werden, was die Vermutung einer magnetischen Anregung zusätzlich unterstützt.

Dreht man nun die Stromrichtung um und betrachtet den differentiellen Widerstand bei $I = -21.4 \text{ mA}$, so zeigt sich wiederum ein anderes Verhalten. Bei großen Feldern ist keine Veränderung zur 0 mA-Kurve zu erkennen. Auch der Beginn des Widerstandanstiegs folgt dieser Kurve. Bei kleinen Feldern $B < 100 \text{ mT}$ springt der differentielle Widerstand wieder zurück auf einen kleinen Wert anstatt hoch.

Diese Veränderungen sind auch in den DC-Messungen sichtbar, dort allerdings nicht so deutlich, da die Auflösung kleiner ist und die AC-Messung empfindlicher auf Sprünge des Widerstands reagiert. In Abbildung 35 sieht man die Messung einer GMR-Kurve bei einer Gleichstromstärke von +18.5 mA. Die Temperatur wurde auf 50 K gesetzt. Ähnlich wie in Abbildung 34 erkennt man bei $B < 0.6 \text{ T}$ eine deutliche Abweichung. Erstaunlich ist, daß diese Veränderung einen kleineren Widerstand erzeugt. Eigentlich sollte bei großen Magnetfeldern die Probe magnetisch gesättigt sein, das heißt den kleinsten Magnetowiderstand zeigen. Jede magnetische Anregung oder Abweichung aus diesem Zustand muß den Widerstand erhöhen.

Auch wenn sich die Kurvenform in Abbildung 35 verändert, die Größe des Riesenmagnetowiderstands ist davon nur minimal beeinflusst und ergibt sich auch hier zu $\text{GMR} = 0.5 \%$. Für eine Stromstärke von $I = -21.4 \text{ mA}$ sind keine deutlichen Veränderungen in der DC-Messung sichtbar, so daß diese hier nicht gezeigt sind.

Dieses Ergebnis ist sehr erstaunlich, vor allem wenn man die Abweichungen in den AC-Messungen betrachtet. In Abbildung 36 ist das nochmal verdeutlicht. Die dort gezeigten Messungen des differentiellen Widerstands in Abhängigkeit von der angelegten Stromstärke sind von einem weiteren Kontakt. Dieser hat ein etwas anderes Widerstandsverhalten, vor allem im Bereich $I = \pm 10 \text{ mA}$. Hier hat die Kurve eine andere Krümmung. Da diese Krümmung keinerlei Magnetfeldabhängigkeit zeigt, dafür aber eine Temperaturabhängigkeit, kann man daraus schließen, daß es ebenfalls ein Relikt der isolierenden Anteile der Kon-

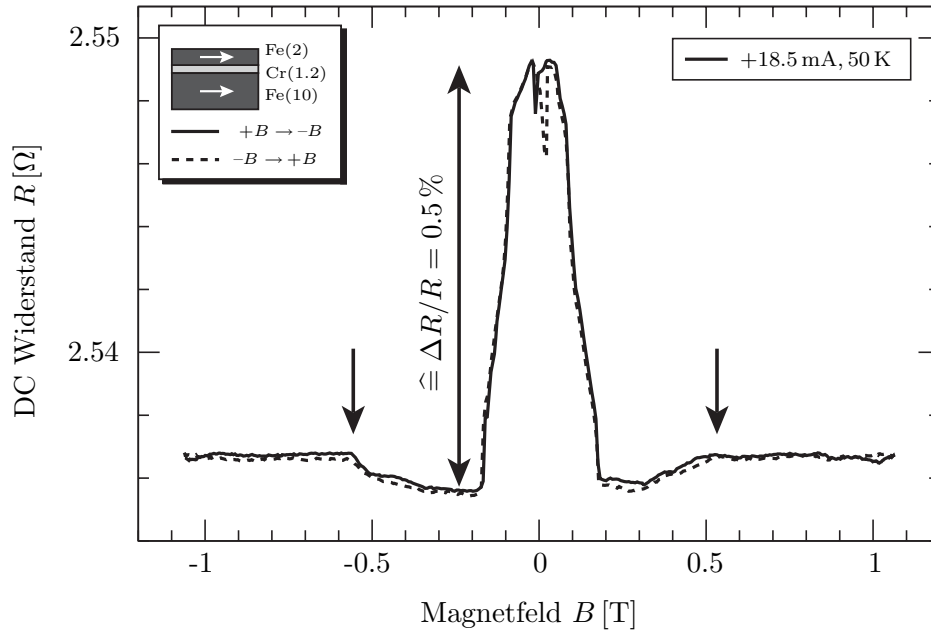


Abbildung 35: GMR-Messung am Fe / Cr / Fe-System bei einer DC-Stromstärke von $I = +18.5$ mA. Man erkennt bei Feldern kleiner als 0.6 T einen Einknick, der mit den Sättigungsfeldern aus Abbildung 34 korreliert. Die Größe des GMR-Effekts ist unverändert 0.5 %.

taktierung ist. Bei höheren Temperaturen $T > 100$ K verschwindet dieser Effekt, und es ergibt sich wiederum die schon oben besprochene, verschobene Parabel.

Man erkennt zwei kritische Stromstärken $I_C^+ \sim 24$ mA und $I_C^- \sim -36$ mA. Die Entwicklung dieser kritischen Ströme mit dem angelegten Magnetfeld zeigen die verschiedenen Kurven der Abbildung, angedeutet durch die gestrichelten Linien. Von oben nach unten wird das Magnetfeld von 57 mT auf 247 mT erhöht. Die Daten sind dabei nachträglich entlang der Widerstandsachse verschoben, um die Unterschiede deutlicher zu machen.

Die Kriterien zur Festlegung der kritischen Stromstärken habe ich dabei so gewählt, daß nur solche Veränderungen berücksichtigt werden, die eine Widerstandsveränderung in einem großen Strombereich erzeugen. Kleine Widerstandsveränderungen, die nur in einzelnen Kurven auftreten, werden nicht berücksichtigt. Die Position der Einknicke wird dabei für betragsmäßig größer werdende Ströme bestimmt.

Die Steigung beider gestrichelter Geraden liegt mit -3.7 bzw. $-5.3 \mu\text{A}/\text{mT}$ in dem Bereich, den auch die Abschätzung in Abschnitt 2.5.3 ergibt. Eine nähere Diskussion dieser Werte folgt in Abschnitt 6.3.

Die Kurvenform scheint keine Abhängigkeit vom magnetischen Grundzustand bei kleinen Stromstärken zu haben. Bei der obersten Kurve der Abbildung 36

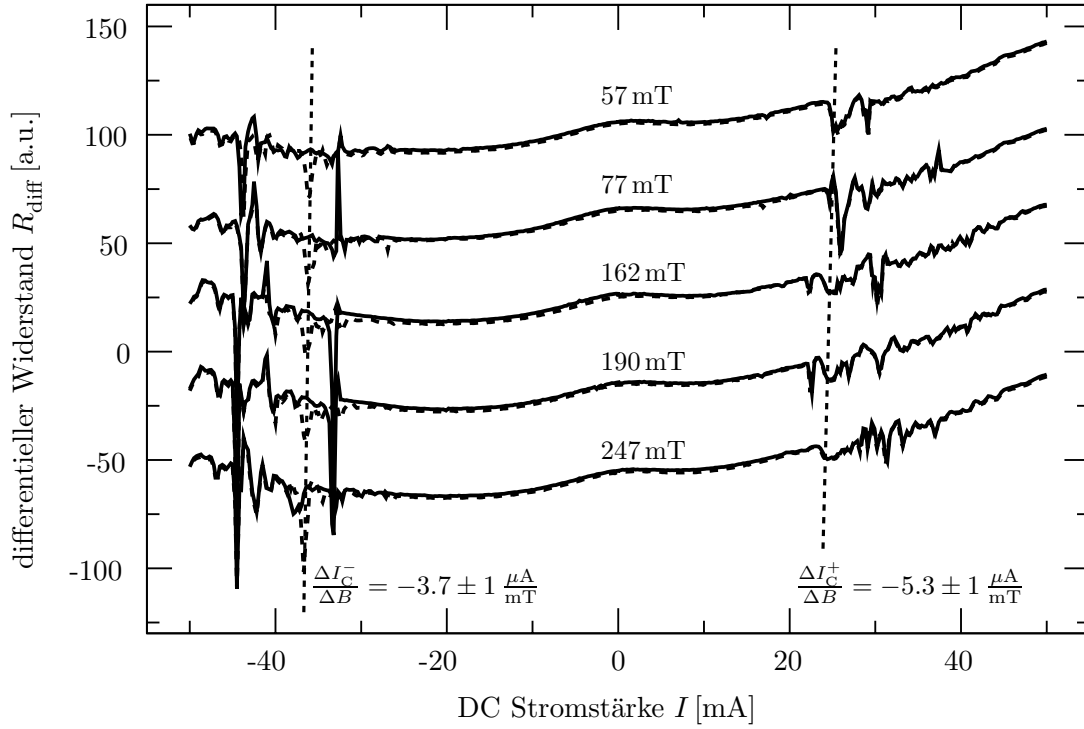


Abbildung 36: Differentieller Widerstand des Fe / Cr / Fe-Systems gegen angelegten Gleichstrom bei unterschiedlichen Magnetfeldern an einem weiteren Kontakt bei 50 K. Für +24 mA und −36 mA ergeben sich ebenfalls Einknicke im differentiellen Widerstand. Die beiden gestrichelten Linien deuten die Evolution der kritischen Stromstärke mit Erhöhung des angelegten Magnetfeld zwischen den einzelnen Messungen an. Die kritische Stromstärke wird dabei jeweils für ansteigende Stromstärken bestimmt. Für $I < 0$ unterscheiden sich die kritischen Ströme auf Hin- und Rückweg der Schleife.

befindet sich das System in der antiparallelen Konfiguration der beiden Magnetisierungen, wie man an den GMR-Kurven aus Abbildung 31 erkennt. Bei der untersten Kurve ist das System mit 247 mT magnetisch gesättigt. Diese deutlichen Unterschiede erzeugen aber keine wesentlichen Veränderungen in den Stromschleifen von Abbildung 36.

Das Fe / Cr / Fe-System zeigt kein hysteretisches magnetisches Schalten. Das Schalten wie in Abbildung 8 b ist allerdings aufgrund der starken Kopplung zwischen den Schichten auch nicht zu erwarten. Hingegen würde man ein Ummagnetisieren von der einen in die andere Konfiguration erwarten. In den Stromschleifen würde das beim Übergang AP → P einen Sprung nach unten erzeugen bzw. einen Sprung nach oben von P → AP. Aber vor allem Letzteres konnte nicht gemessen werden. Alle AC-Messungen zeigen gleiche Details, die nach unten zeigen, aber niemals einen Peak oder Sprung nach oben.

5.2.4 Probleme & Verbesserungen

Die Probleme, die die ersten Proben des Fe / Cr-Systems zeigen, mit denen der Strukturierungsprozeß entwickelt wurde, lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Woher kommt die starke Zunahme der Sättigungsfelder bei den GMR-Messungen (Abbildung 31)?
- Wie läßt sich der Strukturierungsprozeß verbessern, damit sich die Meßkontakte rein metallisch verhalten? Zudem kann man an diesen Proben keine eindeutige Zuordnung zwischen Kontaktdurchmesser und Kontaktwiderstand vornehmen. Lediglich 30 % der Meßpunkte zeigen den Riesenmagnetowiderstand.
- Warum ergeben sich immer zwei kritische Stromstärken?

Der letzte Punkt könnte durch die antiferromagnetische Kopplung verursacht werden, so daß die Schichten nicht mehr einzeln sondern nur noch zusammen angeregt werden. Zur Beantwortung dieser Punkte habe ich neue Proben hergestellt. Das Ziel ist, eine freie ferromagnetische Schicht zu erhalten, die nicht an eine andere gekoppelt ist. Die zweite, dicke Schicht wird zusätzlich durch eine dünne Chrom-Schicht an eine dritte Eisenschicht gekoppelt, so daß diese statischer wird.

Das System Fe(14) / Cr(0.9) / Fe(10) / Ag(6) / Fe(2) wurde daraufhin untersucht. Die beiden unteren Schichten sollten durch die starke Kopplung nicht durch den Strom beeinträchtigt werden. Die freie, dünne Schicht hingegen müßte problemlos schaltbar sein, da aufgrund der größeren Spinstreuasymmetrie der Grenzfläche die vom Fe / Ag-System erzeugten Spinströme größer sind als beim Fe / Cr-System (siehe Tabelle 1) [59]. Die magnetischen Eigenschaften der unstrukturierten Proben wurden schon in Abschnitt 3.2.3 besprochen.

Zur Verbesserung der Kontaktierung wurde der Strukturierungsprozeß in folgenden Punkten abgewandelt:

- Um eine oxidierte Oberfläche des strukturierten Nanomagneten zu vermeiden, wird als Schutzschicht Cr(6) / Au(40) in der MBE-Anlage aufgebracht (anstelle von 20 nm Chrom). Dadurch wird die Probe großflächig vor Oxidation geschützt. Die Chromschicht dient zum einen zur Haftverbesserung der Goldschicht, zum anderen verlängert sie die Ätzrate für den folgenden Prozeß um eine Minute, so daß man mehr Spielraum bei der FOx-12-Reduktion hat.
- Durch die große Ätzrate von Gold (siehe Tabelle 3) müssen jedoch auch die Strukturierungsschritte angepaßt werden. Der wichtigste Schritt ist, daß die Höhe der entwickelten Elektronenstrahlack-Punkte (siehe Abbildung 20)

5.3 DAS FE / CR / FE / AG / FE-SYSTEM

reduziert wird, so daß nach dem folgenden IBE-Ätzen der Lack wiederum vollständig aufgebraucht ist. Das Verkleinern geschieht durch Reaktives Ionenätzen (RIE²⁹). Dabei wird zuerst 3 min mit CHF₃ geätzt, das lediglich den FOx-12-Lack angreift³⁰, den Rest der Probe aber nicht schädigt. Da sich bei diesem Prozeß durch Polymerbildung auch Kohlenstoffablagerungen ausbilden können, wird anschließend noch 1 min mit Sauerstoff-Plasma geätzt, wodurch diese Ablagerungen entfernt werden. Das Ergebnis ist ein Lackpunkt gleichen Durchmessers, jetzt aber nur noch ~ 90 nm hoch.

- Zum sicheren Entfernen von Lackresten auf der Oberfläche des Nanomagneten wird ebenfalls ein Schritt in der RIE in den Prozeß eingeführt. Nach dem Öffnen der Isolation (Ende Schritt 2, Abschnitt 4.2.3) wird 1 min mit CHF₃ in der RIE geätzt, so daß nun die Spitze des Nanomagneten aus der Isolation herauschaut und jegliche Lackreste entfernt sind.

Die Transportmessungen an diesem System folgen im nächsten Abschnitt.

5.3 Das Fe / Cr / Fe / Ag / Fe-System

Als erstes betrachte ich wiederum das allgemeine Widerstandsverhalten einer Probe unter Berücksichtigung des verbesserten Strukturierungsprozesses. Darauf folgend präsentiere ich die ersten Messungen des Riesenmagnetowiderstands, und strominduziertes magnetisches Schalten folgt im letzten Abschnitt.

5.3.1 Allgemeines Verhalten des Widerstands

Zur Ermittlung der reinen Kontaktwiderstände habe ich eine Probe des Fe / Ag-Systems mit kleinen DC-Stromstärken kontaktweise durchgemessen. Außerdem wurde überprüft, ob der jeweilige Meßpunkt einen GMR-Effekt zeigt. Die Ergebnisse dieser Messungen zeigt Tabelle 5.

Man erkennt eine deutliche Streuung der Widerstände von sehr hochohmig (>100 k Ω) bis hin zu sehr niederohmig (0.4Ω), ähnlich wie dies auch schon beim Fe / Cr-System beobachtet wurde (Abschnitt 5.2.1). Die Streuung zeigt dabei keinen direkten Zusammenhang zum Kontaktradius. Das Elektronenstrahlschreiben wurde wieder so durchgeführt, daß entlang einer Leiterbahn der Radius von 175 nm auf 50 nm reduziert wurde. Dementsprechend sollte auch der Widerstand

²⁹ RIE = Reactive Ion Etching. Ähnlich wie das Ionenstrahlätzen, es werden aber chemisch aktive (reaktive) Gase verwendet, die üblicherweise nur ein gewisses Material angreifen, wodurch eine hohe chemische Selektivität erreicht wird. Die Probe befindet sich hierbei direkt in einem Plasma des reaktiven Gases. Die Aktivierungsenergie wird durch ein Beschleunigungspotential erzeugt, wodurch ein stark anisotropes Ätzprofil erreicht wird.

³⁰ Die Ätzrate von FOx-12 in CHF₃ beträgt (32 ± 1) nm/min bei 0.02 mbar Prozeßdruck und 200 W Plasmaleistung [53].

Tabelle 5: Verteilung der Widerstände der einzelnen Kontakte auf einer Probe des Fe / Cr / Fe / Ag / Fe-Systems. Manche Widerstände wurden nicht bestimmt (n.b.). Die mit * gekennzeichneten Widerstände zeigen den GMR-Effekt. Außerdem zeigen sie ein rein metallisches Verhalten. Auch mit dem abgewandelten Strukturierungsprozeß erkennt man keine Korrelation zwischen Kontaktradius und elektrischem Widerstand.

		Widerstand Kontakt No. [Ω]									
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Leiterbahn No.	1	–	–	>100 k	288	–	–	6	n.b.	–	–
	2	4.2	>100 k	>100 k	>100 k	16	27	>100 k	n.b.	n.b.	n.b.
	3	21	n.b.	>100 k	0.9*	1.3*	1.2*	20.3	0.4*	n.b.	n.b.
	4	–	–	38.3	1.7*	0.5	0.4*	0.6	0.8	–	–

entlang einer Leiterbahn mit ansteigender Kontaktnummer zunehmen. Des weiteren erkennt man, daß auch hier nur knapp 30 % aller Kontakte den GMR-Effekt zeigen.

Somit sind diese beiden Probleme durch den modifizierten Prozeß noch nicht verbessert worden. Die Kontakte, die von Anfang an den GMR-Effekt zeigen, haben ein rein metallisches Verhalten. Sie zeigen eine schöne, nach oben geöffnete Parabel, wie in Abschnitt 5.3.3 gezeigt werden wird. Die irreversiblen Widerstandsveränderungen der Fe / Cr-Proben treten nicht mehr auf. Die Kontakte sind des weiteren stabil und überstehen 100 mA über mehrere Stunden, ohne zerstört zu werden.

5.3.2 Messungen des Riesenmagnetowiderstands

Als nächstes folgen Messungen des CPP-GMR-Effekts. In diesem System ist der beobachtete Effekt eine Größenordnung größer als beim Fe / Cr-System. Der GMR reicht dabei von 2.6 % bei Raumtemperatur bis hin zu 5.6 % bei 4 K. Die folgenden Meßdaten sind allesamt bei Raumtemperatur aufgenommen, da sowohl mit der DC- wie auch der AC-Meßmethode die Widerstandsänderung so groß ist, daß man die gesuchten Effekte eindeutig nachweisen kann.

Warum der Widerstand dieses Systems so groß ist, bleibt unklar. In CIP³¹-Geometrie ist der GMR-Effekt über eine Silberzwischenschicht wesentlich kleiner als über eine Zwischenschicht aus Chrom [60, 61]. Veröffentlichungen über

³¹ CIP = Current In Plane of the layers, Strom in der Schichtebene

5.3 DAS Fe / Cr / Fe / Ag / Fe-SYSTEM

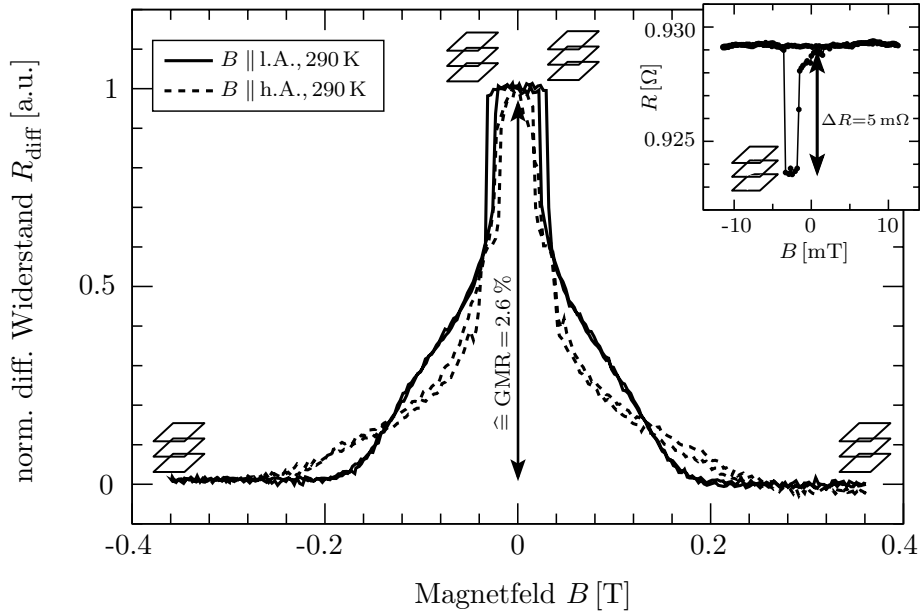


Abbildung 37: GMR-Messungen am Fe/Cr/Fe/Ag/Fe-System bei Raumtemperatur. Die Änderung des differentiellen Widerstands ist auf 1 normiert. Das Magnetfeld liegt einmal parallel zur leichten Achse an, einmal parallel zur harten Achse von Eisen. Durch Vergleich mit DC-Messungen erhält man einen GMR von 2.6 %. **Inset:** Messung des DC-Widerstands bei kleinen Feldern. Bei manchen Messungen erkennt man nach dem Nulldurchgang des Magnetfelds einen Einknick um 5 mΩ. Bei der gezeigten Messung tritt dies auf dem Weg von positivem nach negativem Feld auf, aber nicht beim Rückweg. Das ist ein Indiz für eine dipolare Kopplung der dünnen Eisenschicht.

den CPP-GMR über eine Silberzwischenschicht liegen mir jedoch nicht vor. Eine Erklärung könnte in der größeren Spinstreuasymmetrie der Fe / Ag-Grenzfläche liegen (siehe Tabelle 1), die eine Zunahme des CPP-GMR bewirkt. Diese Größe hat nur geringen Einfluß auf den CIP-GMR. Man kann aber die beiden Systeme dieser Arbeit nicht direkt vergleichen, da der Herstellungsprozeß beim Übergang vom Fe / Cr- auf das Fe / Ag-System abgewandelt wurde (siehe Abschnitt 5.2.4), so daß eine weiterführende Analyse mit den vorhandenen Daten nicht möglich ist.

Eine typische GMR-Kurve ist in Abbildung 37 zu sehen. Die Messung erfolgte ohne Anlegen eines Gleichstroms. Dargestellt ist der differentielle Widerstand R_{diff} . Die Widerstandsänderung ist auf 1 normiert. Das Magnetfeld liegt bei einer Messung entlang der leichten Achse, bei der zweiten Messung entlang der harten Achse von Eisen an.

Es ist wiederum ein deutlicher Unterschied zwischen beiden Kurven zu erkennen, die auf eine 4-zählige Anisotropie schließen läßt. Die Messungen ent-

lang der beiden anderen, äquivalenten Richtungen sind identisch und deshalb der Übersichtlichkeit halber weggelassen. Die kristallinen Schichten überstehen den komplizierten Herstellungsprozeß.

Die Messung in leichter Achse zeigt ein flaches Plateau zwischen ± 34 mT, was dem antiparallelen Zustand entspricht, der auch aus den MOKE-Messungen bekannt ist (siehe Abbildung 13). Ebenso wie bei den GMR-Messungen am Fe / Cr-System ergibt sich auch bei diesen Messungen, daß das Sättigungsfeld um mehr als das Doppelte ansteigt. In leichter Achse erhält man 190 mT (MOKE: 78 mT) und in harter Richtung 260 mT (MOKE: 180 mT).

Ein weiterer wichtiger Unterschied ist bei kleinen Feldern auszumachen. Im Inset von Abbildung 37 ist der DC-Widerstand einer Magnetfeldschleife von +12 mT nach -12 mT und wieder zurück dargestellt. Auf dem Hinweg knickt der Widerstand bei -1 mT ein, bleibt auf diesem Wert bis -3.5 mT und springt dann wieder zurück auf den Ausgangswert. Auf dem Rückweg passiert dies aber nicht. Der Widerstand verbleibt im hochohmigen Zustand.

Der Einknick ist nur in sehr wenigen Messungen zu sehen. Bei den meisten Messungen verharrt der Widerstand im oberen Bereich und zeigt entweder gar keine oder nur sehr kleine Dips. Das legt die Vermutung nahe, daß die eigentlich „freie“, obere Eisenschicht durch dipolare Kopplung über den Rand des Nanomagnetten an das SAF-System gebunden ist. Bei manchen Ummagnetisierungsprozessen kann es nun vorkommen, daß ein verkanteter Zustand wie im Inset von Abbildung 37 angedeutet, eingenommen wird. Da dieser Prozeß stark vom Domänenverhalten der Schichten und von der Richtung des angelegten äußeren Feldes abhängt, kann man so die zufälligen Dips im Widerstand verstehen.

5.3.3 Strominduzierte Effekte

In diesem Abschnitt wird gezeigt, was passiert, wenn man durch die Struktur einen Gleichstrom fließen läßt. Bei kleinen äußeren Feldern erhält man ein kompliziertes, strominduziertes Schaltverhalten. Bei großen Magnetfeldern erkennt man Anregungen des Systems, die sich mit der Spin-Transfer-Theorie beschreiben lassen (siehe Abschnitt 2.5).

In Abbildung 38 sind Stromschleifen am Kontakt aus Abschnitt 5.3.2 gezeigt. Die DC-Stromstärke I wurde dabei von 0 mA auf +60 mA erhöht, dann schrittweise auf -60 mA verringert und schließlich wieder auf 0 mA zurückgefahren. Zwischen den einzelnen Schleifen habe ich das Magnetfeld erhöht. Die oberste Schleife wurde bei $B = -20$ mT aufgenommen. Die unterste Kurve zeigt eine Stromschleife bei $B = 1166$ mT, dem maximalen Feld des Meßplatzes. Die Schleifen sind jeweils entlang der y-Achse verschoben und so platziert, daß man die wesentlichen Abhängigkeiten erkennt.

Die Kurven, die bei magnetischer Sättigung aufgenommen wurden ($|B| > 200$ mT), zeigen eine schöne, nach oben geöffnete Parabel, die durch Joule'sche Erwärmung erzeugt wird und typisch für metallische Systeme ist. Dieses Ver-

5.3 DAS Fe / Cr / Fe / Ag / Fe-SYSTEM

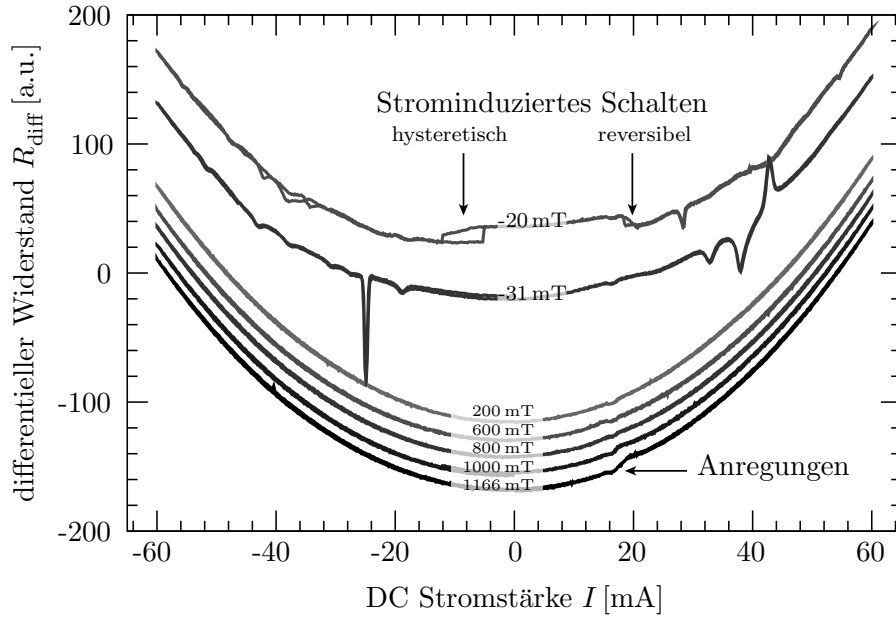


Abbildung 38: Strominduziertes magnetisches Schalten am Fe / Cr / Fe / Ag / Fe-System. Gemessen wurde der differentielle Widerstand R_{diff} in Abhängigkeit von einem Gleichstrom bei verschiedenen Magnetfeldern. Die Kurven sind wiederum nachträglich entlang der y-Achse verschoben. Man erkennt deutliche Sprünge des Widerstands, die auf ein magnetisches Schalten hindeuten, das sowohl hysteretisch als auch reversibel sein kann. Zudem erkennt man eine Widerstandszunahme bei $I=18$ mA bei ~ 1 T. Der Widerstandsverlauf dieser Probe zeigt ein rein metallisches Verhalten, wie die nach oben geöffneten Parabeln erkennen lassen.

halten zeigt, daß die Verbesserungen im Strukturierungsprozeß erfolgreich sind. Die Meßkontakte, die den GMR-Effekt zeigen, haben ein rein metallisches Verhalten, sowohl in den Messungen der Stromschleifen als auch in der Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands. Bei den ersten Messungen am Fe / Cr-System in Abschnitt 5.2.1 wurden die Meßkurven noch durch isolierende Anteile verfälscht, die die Interpretation erschwerten.

Somit kann man jede Abweichung von diesem parabolischen Verhalten als eine Anregung des magnetischen Systems bezeichnen. Es tritt zum Beispiel bei Feldern größer $|B| > 0.6$ T eine zusätzliche Struktur bei $I_C^+ = 18$ mA auf, die mit größerem äußeren Feld zu größeren Stromstärken wandert. Dies ist in Abbildung 39 besser zu erkennen. Zur leichteren Interpretation der Daten subtrahiere ich die Kurve $R_{\text{diff}}(I, 200 \text{ mT})$ von den einzelnen Stromschleifen und erhalte so die Änderung des differentiellen Widerstands. Der parabolische Hintergrundverlauf fällt damit weg.

Bei Feldern kleiner $|B| < 30 \text{ mT}$ befindet sich das System in antiparalleler,

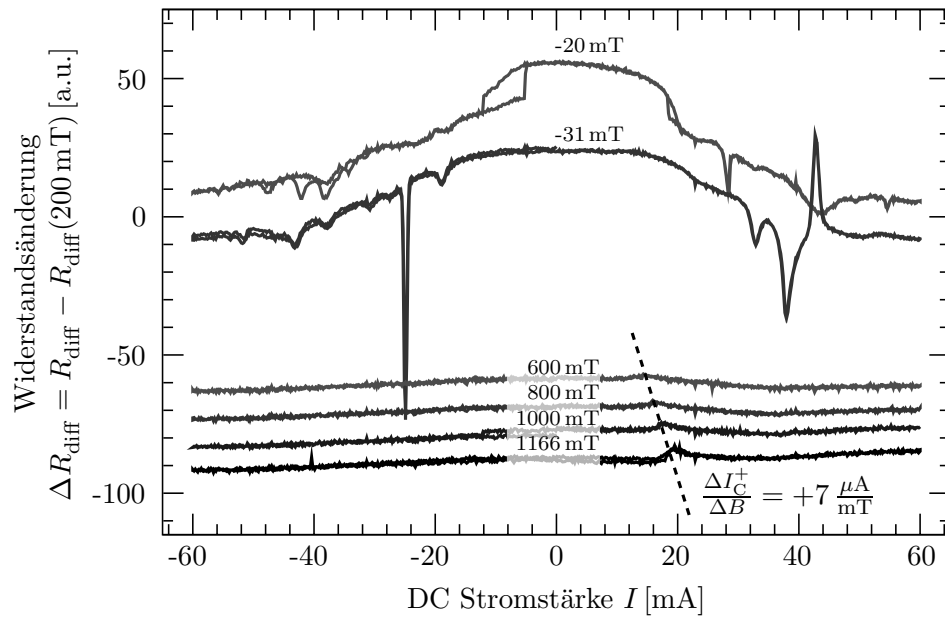


Abbildung 39: Änderung des differentiellen Widerstands von Abbildung 38. Die Kurven sind wiederum nachträglich entlang der y-Achse verschoben. Von den Meßkurven wurde die Messung zu $B = 200$ mT subtrahiert. Dadurch fallen die Kontaktanteile des Widerstands weg. Man erkennt in der Kurve zu -20 mT eindeutig das hysteretische Schalten für $I < 0$ und das reversible Schalten für $I > 0$. Des weiteren tritt die magnetische Anregung bei hohen Magnetfeldern deutlicher zu Tage.

magnetischer Konfiguration, wie aus den GMR-Messungen aus Abschnitt 5.3.2 bekannt ist. Mit zunehmender Stromstärke weicht nun die Kurve zu -21 mT deutlich von diesem hochohmigen Zustand ab. Und zwar in beiden Stromrichtungen. Bei positiven Strömen erkennt man im Bereich $+16 \text{ mA} < I < +22 \text{ mA}$ ein kontinuierliches Absinken des Widerstands auf einen kleineren Wert. Bei weiterer Erhöhung der Stromstärke erhält man zusätzliche Widerstandsänderungen bei $+28 \text{ mA}$ und $+43 \text{ mA}$. Der Rückweg der Stromschleife verläuft dabei auf der gleichen Kurve, so daß man hier von reversiblen magnetischen Schalten spricht.

Bei negativer Stromrichtung ist das nicht der Fall. Der Widerstand fällt ab -6 mA kontinuierlich, um dann bei -12 mA mit einem Sprung auf einen niederohmigen Zustand zu schalten. Bei größerer negativer Stromstärke sind wiederum bei -40 mA Abweichungen von einem gleichförmigen Verlauf auszumachen. Auf dem Rückweg zu kleineren Strömen verbleibt das System aber diesmal in dem niederohmigen Zustand und springt erst bei -5 mA auf einmal in den hochohmigen, antiparallel magnetisierten Zustand zurück.

Dieses Schalten in den hochohmigen Zustand ist bei $B = -31 \text{ mT}$ nicht mehr erkennbar. Dennoch zeigen sich in der Kurve deutliche Spitzen und Einknicke, die

5.3 DAS Fe / Cr / Fe / Ag / Fe-SYSTEM

sich sowohl auf dem Hinweg als auch auf dem Rückweg der Stromschleife ergeben und exakt übereinanderliegen. Da diese in der magnetischen Sättigung nicht auftreten, muß hier eine Anregung des Systems stattfinden. Diese führt jedoch nicht zum Ummagnetisieren in einen anderen Zustand. Sie sind vergleichbar mit den Anregungen des Fe / Cr-Systems in Abschnitt 5.2.3.

Die Anregungen, die in magnetischer Sättigung auftreten, und vor allem bei $B = 1166 \text{ mT}$ deutlich zu einem Peak nach oben führen (siehe Abbildung 39), sind ein eindeutiger Beweis für die gesuchten Spin-Transfer-Effekte. Sie lassen sich direkt mit der Slonczewski-Theorie (siehe Abschnitt 2.5) beschreiben. Die Voraussetzung dieses Modells ist die Sättigung des magnetischen Systems, was bei 1166 mT mit Sicherheit der Fall ist. Die beiden dickeren Eisenschichten werden dabei durch das starke Magnetfeld zusätzlich fixiert, so daß die 2 nm dicke Eisenschicht durch den Strom angeregt wird. Der Widerstand steigt bei Überschreiten der positiven kritischen Stromstärke I_C^+ .

Dreht man nun die Richtung des Stromes um, dürfen in dieser Konfiguration keine Anregungen erzeugt werden. Dementsprechend ist bei $I < 0$ in Abbildung 39 keine Abweichung festzustellen. Eine weitere Auswertung der Magnetfeldabhängigkeit, die in Abbildung 39 durch die gestrichelte Linie angedeutet wird, folgt in Kapitel 6. Die Abhängigkeit ist ähnlich wie beim Fe / Cr-System mit $7 \mu\text{A/mT}$ in der gleichen Größenordnung, die auch die Abschätzung nach Abschnitt 2.5.3 lieferte.

Das strominduzierte Ummagnetisierungsverhalten bei kleinen Feldern ($|B| < 30 \text{ mT}$) kann jedoch nicht direkt interpretiert werden, wie man an der folgenden DC-Messung sieht (Abbildung 40).

Analog zu Abbildung 39 ist hier die Änderung $\Delta R = R(I, B) - R(I, 300 \text{ mT})$ des Widerstands in $\text{m}\Omega$ in Abhängigkeit von der angelegten Stromstärke I dargestellt. Eine Messung erfolgte bei $B = 8 \text{ mT}$ externem Feld, eine zweite bei $B = 19 \text{ mT}$. Als Referenz ist eine Kurve in Sättigung bei $B = 200 \text{ mT}$ abgebildet.

Aufgrund des deutlich größeren GMR-Effektes können im Fe / Ag-System auch die DC-Messungen ein magnetisches Schalten nachweisen. Die Ungenauigkeiten der Stromquelle nach Abschnitt 5.2.3 sind bei diesem Maßstab nicht zu sehen. Lediglich im Bereich $|I| < 5 \text{ mA}$ sind keine Messungen möglich, da hier die Auflösungsgrenze des Multimeters erreicht wird. Dieser Bereich ist nachträglich aus der Abbildung entfernt.

Die Kurve zu $B = 8 \text{ mT}$ zeigt für beide Stromrichtungen ein hysteretisches Schaltverhalten. In negativer Richtung nimmt der Widerstand kontinuierlich ab und springt bei $I_C^- = -35 \text{ mA}$ in einen niederohmigen Zustand. Bei Reduktion der Stromstärke verharrt der Widerstand in dieser Konfiguration und springt erst wieder bei -29 mA in den hochohmigen Bereich. Von hier aus steigt der Widerstand kontinuierlich an.

Aber auch für positive Ströme erkennt man ein hysteretisches Verhalten. Der Widerstand verbleibt bis 20 mA konstant und fällt dann in zwei Sprüngen bei

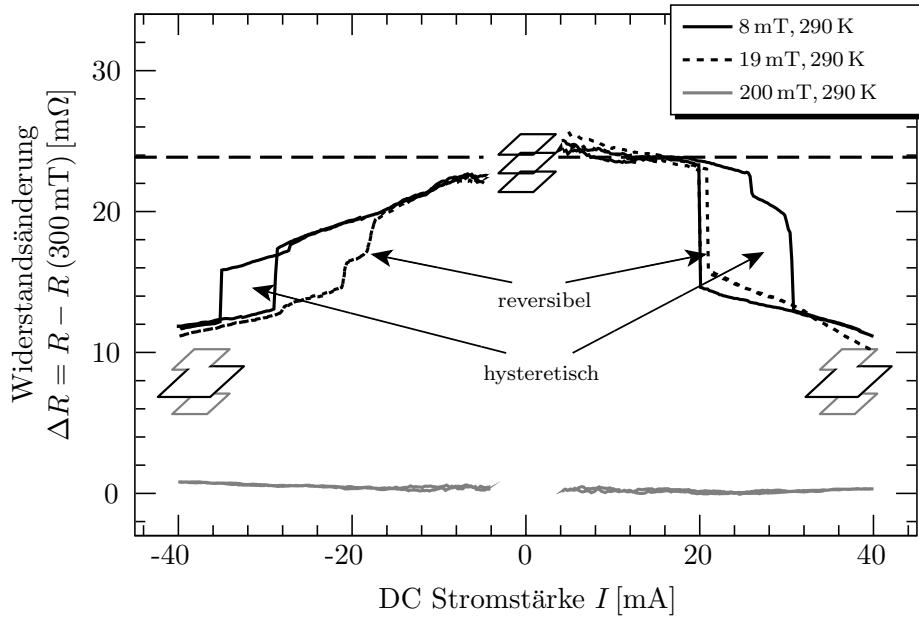


Abbildung 40: Messung des DC-Widerstands am Fe / Cr / Fe / Ag / Fe-System. Es ist die Widerstandsänderung $R - R(300 \text{ mT})$ bei verschiedenen Magnetfeldern dargestellt. Man erkennt deutliche Sprünge im Widerstand, wenn eine gewisse kritische Stromstärke überschritten wird. Mit einer Vergrößerung des externen Feldes wandern diese Sprünge zu kleineren Strömen. Die eingezeichneten Pfeile bei großen Stromstärken stellen eine mögliche magnetische Konfiguration dar.

26 mA und 30 mA in den niederohmigen Bereich. Auf dem Rückweg schaltet das System bei 20 mA wieder in den antiparallelen Ausgangszustand.

Die Messung bei $B = 19 \text{ mT}$ hingegen zeigt in beiden Stromrichtungen ein reversibles Schaltverhalten, wobei der Rückweg exakt dem Hinweg folgt. Weiterhin fällt auf, daß sich nicht nur die Schaltcharakteristik ändert, sondern auch die kritischen Stromstärken. Sowohl in positiver wie auch in negativer Stromrichtung werden die kritischen Ströme kleiner (I_C^+ und $I_C^- \sim 20 \text{ mA}$).

Bei der Auslegung des Systems bin ich davon ausgegangen, daß nur die 2 nm dicke Eisenschicht vom Strom beeinflusst wird. Diese Schicht würde sich aber anders verhalten, wenn das Magnetfeld erhöht wird. Wie aus den MOKE-Messungen (Abbildung 13) bekannt ist, steht diese Schicht bei den verwendeten Feldern in Abbildung 40 in Feldrichtung. Eine Vergrößerung des äußeren Magnetfeldes sollte aufgrund der größeren Zeeman-Energie (Gleichung (5)) diese Schicht stabilisieren. Zum Schalten bräuchte man dementsprechend mehr Strom.

Die mittlere, 10 nm dicke Eisenschicht hingegen ist in diesem Feldbereich antiparallel zum Feld. Ein größeres Magnetfeld destabilisiert diese Ausrichtung, da wiederum die Zeeman-Energie die parallele Orientierung der Magnetisierung

5.3 DAS Fe / Cr / Fe / Ag / Fe-SYSTEM

zum Feld begünstigt. Dementsprechend sollte es für einen Strom leichter sein, die Schicht zu schalten.

Des weiteren ist in Abbildung 40 zu erkennen, daß der Endzustand beider Schaltvorgänge ($\Delta R(-38 \text{ mA})$ und $\Delta R(+38 \text{ mA})$) identisch bei $12 \text{ m}\Omega$ genau in der Mitte der totalen Widerstandsänderung zwischen gestrichelter Linie und der Kurve $R(200 \text{ mT})$ ist. Eine Konfiguration mit der um 90° verkanteten mittleren Schicht erzeugt theoretisch exakt die halbe Widerstandsänderung, da die Winkelabhängigkeit des GMR nach Gleichung (11) proportional zu $\cos^2(\Theta/2)$ ist [62]:

$$\begin{aligned} \Delta R_{\text{ges}}\left(\frac{\pi}{2}\right) &= \Delta R_{\text{Cr}}\left(\frac{\pi}{2}\right) + \Delta R_{\text{Ag}}\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{1}{2}\Delta R_{\text{Cr}}(\pi) + \frac{1}{2}\Delta R_{\text{Ag}}(\pi) \\ &= \frac{1}{2}\left(\Delta R_{\text{Cr}}(\pi) + \Delta R_{\text{Ag}}(\pi)\right) \\ &= \frac{1}{2}\Delta R_{\text{ges}}(\pi) . \end{aligned} \quad (33)$$

Dabei bezeichnet $\Delta R(\pi) = R(\pi) - R(0)$ die Widerstandsänderung zwischen der antiparallelen Konfiguration der Magnetisierung der mittleren Schicht zu den jeweils äußeren Schichten und der parallelen Konfiguration. Analog bezeichnet $\Delta R(\pi/2)$ die Widerstandsänderung verkanteter Zustand $\rightarrow$ Sättigung.

Das legt die Interpretation nahe, daß die mittlere Schicht durch den Strom in einen verkanteten Zustand gezwungen wird, so wie es die Pfeile in Abbildung 40 andeuten. Da in beiden Stromrichtungen ein Ummagnetisieren festzustellen ist, muß man das den beiden Subsystemen zuschreiben.

Für $I < 0$ sorgt ein strominduziertes Drehmoment, das durch das Fe / Ag-Subsystem erzeugt wird, dafür, daß sich die mittlere Schicht in den verkanteten Zustand begibt. Hingegen ist bei $I > 0$ das Fe / Cr-Untersystem aktiv, da aufgrund der umgekehrten Spinpolarisation P der Fe / Cr-Grenzfläche (Tabelle 1) auch das Drehmoment umgekehrt wird (siehe Gleichung (20)).

Das Problem bei dieser Interpretation ist aber, daß bei gleichzeitiger Aktivität beider Subsysteme jeweils zwei Drehmomente an der Magnetisierung der mittleren Schicht angreifen, die entgegengesetzt wirken: Für $I > 0$ zum Beispiel würde das Drehmoment vom Fe / Ag-Subsystem die mittlere Schicht antiparallel zur oberen Eisenschicht stellen und so die Grundkonfiguration eher stabilisieren. Das Drehmoment über das Fe / Cr-Subsystem hingegen wirkt so, daß eine parallele Ausrichtung der mittleren zur oberen Schicht begünstigt wird. Somit wird ein strominduziertes Schalten, welches durch ein Drehmoment begünstigt wird, durch das jeweils andere Drehmoment blockiert. Vielleicht ist aber auch genau diese Konkurrenz der Drehmomente die Ursache für den auftretenden, „frustrierten“ 90° -Zustand.

Dadurch, daß das Ummagnetisieren in Abbildung 40 in mehreren Sprüngen stattfindet, kann man wiederum auf die Existenz von Domänen schließen, die kein homogenes Ummagnetisieren des Nanomagnetens zulassen.

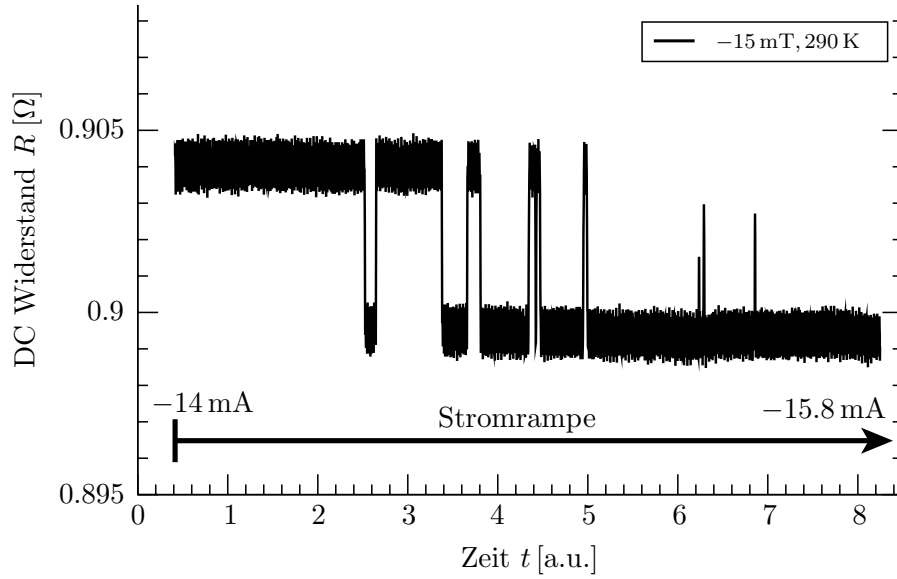


Abbildung 41: Zeitaufgelöste Messungen des DC-Widerstands am Fe / Cr / Fe / Ag / Fe-System. Bei einem Gleichstrom von -14 mA werden 200 schnelle Multimetermessungen durchgeführt (Abtastrate $\sim 100\text{ Hz}$). Danach wird die Stromstärke um $\Delta I = -0.1\text{ mA}$ hochgesetzt und die Messungen wiederholt, usw. Die dargestellte Messung läuft bis $I = -15.8\text{ mA}$. Bei kleinen Strömen ist das System in einem hochohmigen Zustand. Bei Erhöhung der DC-Stromstärke erkennt man, daß ab ungefähr -14.4 mA das System instabil wird. Es treten immer häufiger Sprünge nach unten auf, bis letztlich durch den strominduzierten Spin-Transfer der niederohmige Zustand stabilisiert wird.

Die Probleme in der Auswertung resultieren im Endeffekt daraus, daß die obere Eischicht nicht mehr frei im Magnetfeld ummagnetisiert, sondern durch dipolare Felder gekoppelt ist (siehe Abschnitt 5.3.2). Dadurch kann man die GMR-Kurven und die Widerstandssprünge nicht mehr eichen, da die magnetische Konfiguration nicht mehr mit der aus den MOKE-Messungen bekannten Konfiguration übereinstimmt.

Um das Schaltverhalten eingehender zu untersuchen, habe ich an obigem System zeitaufgelöste Messungen durchgeführt. Dabei wird ein Gleichstrom angelegt und anschließend 200 schnelle Messungen der abfallenden Spannung mit dem Multimeter (Abtastrate $\sim 100\text{ Hz}$) durchgeführt. Danach erhöht man die DC-Stromstärke um $\Delta I = -0.1\text{ mA}$ und wiederholt die schnelle Multimetermessung. Dadurch erhält man eine zeitaufgelöste Messung des Schaltverhaltens bei verschiedenen Stromstärken. Die Zeitauflösung des Multimeters ist aber sehr begrenzt und nicht geeicht.

In Abbildung 41 ist eine dieser Messungen dargestellt. Es liegt ein Magnetfeld von -15 mT entlang einer leichten Achse des Eisens an. Während der Mes-

5.3 DAS FE / CR / FE / AG / FE-SYSTEM

sung wurde, wie oben beschrieben, die Stromstärke schrittweise von -14 mA auf -15.8 mA erhöht. Im Diagramm ist der DC-Widerstand gegen die Meßzeit abgebildet. Man erkennt, daß bei kleinen Stromstärken der hochohmige Zustand stabil ist.

Mit Erhöhung der Stromstärke kommt man nun in den Bereich einer Instabilität. Das System kann zwischen zwei Zuständen hin- und herspringen. Mit weiterer Zunahme des Gleichstroms wird der niederohmige Zustand stabiler. Die Verweildauer des Systems in diesem Zustand steigt an. Hin und wieder treten aber noch Sprünge nach oben auf. Erst ab ungefähr -15.5 mA können keine Sprünge nach oben mehr gemessen werden. Der zweite Zustand wird durch den Strom stabilisiert. Eine Reduktion der Stromstärke auf -14 mA erzeugt wieder den Ausgangszustand (nicht abgebildet).

Dieses Verhalten wird im Englischen mit *Telegraph Noise* bezeichnet. Es läßt sich erklären, in dem man zwei Zustände vergleichbarer Energie betrachtet, die durch einen äußeren Parameter (hier: Strom) gegeneinander energetisch verschoben werden. Die Zustände sind durch eine kleine Energiebarriere voneinander getrennt. Die Höhe dieser Barriere ist von der Größenordnung $k_{\text{B}}T$, der thermischen Energie. Der Zustand mit niedrigerer Energie wird jeweils bevorzugt eingenommen. Im Übergangsbereich kommt es zur Instabilität, da hier beide Niveaus energetisch gleich sind und die thermische Energie ausreicht, um die Barriere zu überwinden.

Somit ist ein weiterer typischer Effekt des strominduzierten Spin-Transfers nachgewiesen. Für eine weitere Auswertung benötigt man aber schnellere Meßgeräte, so daß man mit Abtastraten, die man über mehrere Größenordnungen ($\text{kHz} \rightarrow \text{GHz}$) variieren kann, den Widerstand bestimmen kann. Daraus könnte man eventuell neue Erkenntnisse gewinnen, die einen Beitrag zur Diskussion über die Notwendigkeit der Einführung einer magnetischen Temperatur liefern (siehe Abschnitt 2.7).

5.3.4 Probleme

Wie schon im vorigen Abschnitt angedeutet, kann mit dem verwendeten Aufbau ein gewisser Teil der beobachteten Phänomene nicht aufgedeckt werden, da die Zeitauflösung zu klein ist. Verschiedene Aspekte der magnetischen Anregungen (sowohl im *Telegraph Noise* als auch die Peaks in Abbildung 39) deuten auf hochfrequente Anregungen hin, die nicht weiter verfolgt werden können.

Des weiteren erschwert das Domänenverhalten die Auswertung des strominduzierten magnetischen Schaltens. Man kann keine eindeutige Eichung der Widerstandsänderung der Subsysteme Fe / Cr und Fe / Ag vornehmen, da die obere Schicht nicht mehr frei ist, sondern durch dipolare Felder an das untere System gekoppelt ist. Somit bleibt unklar, welcher magnetische Zustand die $5\text{ m}\Omega$ Widerstandsänderung im Inset von Abbildung 37 erzeugt. Man kann lediglich einen verkanteten Zustand annehmen, ohne Näheres über die Konfiguration der

einzelnen Schichten sagen zu können.

Außerdem verhält sich das Fe/Cr-System nicht statisch, sondern scheint bei kleinen äußeren Feldern $|B| < 30 \text{ mT}$ einen vergleichbaren Anteil zum strominduzierten Schalten zu liefern, weil sonst die beiden Schaltvorgänge bei positiver wie bei negativer Stromrichtung nicht zu erklären sind.

Die lithographischen Prozesse müssen weiter verbessert werden, denn die Mehrzahl der hergestellten Kontakte zeigt keinen GMR-Effekt.

6 Auswertung & Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel möchte ich abschließend einige Fragen näher betrachten, die sich im Laufe des letzten Kapitels ergeben haben. Dabei werde ich zuerst auf das Zustandekommen der großen Sättigungsfelder in den Riesenmagnetowiderstandsmessungen eingehen und das Domänenverhalten näher erläutern. Danach gehe ich der Frage nach, ob die gefundenen Schaltphänomene und Anregungen nicht einfach eine Folge des strominduzierten Magnetfelds (Oersted-Feld) sind. Des weiteren gehe ich auf die Probleme in der Interpretation der gemessenen Daten ein. Zum Schluß folgt noch ein Vergleich der gefundenen Feldabhängigkeit der kritischen Stromstärken vom äußeren Magnetfeld, der zu einer qualitativen Übereinstimmung mit der Theorie von Slonczewski nach Abschnitt 2.5 führt.

6.1 Sättigungsfelder und Mikromagnetismus

6.1.1 Nähere Betrachtung der Nanomagnete

Bei den Transportmessungen aus Kapitel 5 ergaben sich mehrfach Indizien auf kompliziertes Domänenverhalten bei kleinen Magnetfeldern. Es zeigte sich eine deutliche Zunahme der magnetischen Sättigungsfeldstärken (Abbildung 31 und Abbildung 37). Beim Fe / Cr / Fe / Ag / Fe-System wurde zudem festgestellt, daß die oberste, 2 nm dicke Eischicht des Systems im Gegensatz zu den unstrukturierten Proben nicht mehr frei im Magnetfeld ummagnetisiert, sondern an die magnetische Konfiguration des restlichen Systems gekoppelt ist.

Eine Erklärung für dieses Verhalten geben dipolare Felder über den Randbereich des Nanomagneten (siehe Abbildung 42). Durch die Strukturierung des magnetischen Systems auf einen Durchmesser von 150 nm treten am Rand magnetische Pole auf. Damit erhält man im Außenbereich einen Magnetfeldverlauf, wie man es z.B. von einem Stabmagneten kennt [8].

Die Herstellung der Nanomagnete erfolgt mittels eines zeitlich gestoppten Ätzprozesses (siehe Abschnitt 4.2.2). Die Ätzzeit ist so ausgelegt, daß man auf jeden Fall im magnetischen Schichtsystem endet. In Abbildung 42 hat die Ätzung die obere und die mittlere Schicht vollständig durchgeätzt.

Das dipolare Feld im Außenbereich hängt stark davon ab, wie tief dieser Ätzprozeß die untere Schicht mitgeätzt hat. Da die nicht-geätzte Restschicht eine Ausdehnung von 10 μm hat, sind deren Beiträge zum dipolaren Feld des Nanomagneten (Ausdehnung $\sim 150\text{ nm}$) vernachlässigbar. Ist die geätzte Dicke der unteren Schicht nun kleiner als 10 nm (Dicke der mittleren Schicht), so ist das resultierende Moment der unteren beiden Schichten parallel zur Magnetisierung der mittleren Schicht.

Wenn die untere Schicht um mehr als 10 nm geätzt wurde, resultiert daraus ein Moment, das nun parallel zur Magnetisierung der unteren Schicht ist. Dieser Fall wird bei der mikromagnetischen Simulation in Abschnitt 6.1.2 betrachtet.

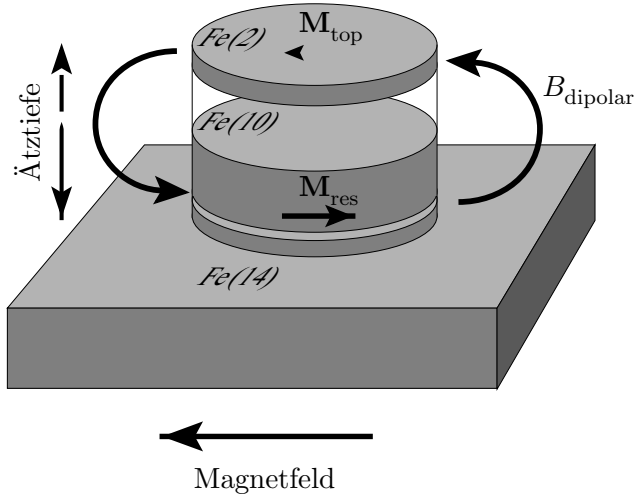


Abbildung 42: Schematische Darstellung der hergestellten Nanomagnete. Das Ionenstrahlätzen ist bei der Herstellung so gestoppt, daß der Prozeß im magnetischen Schichtsystem endet. Im Außenbereich des Nanomagneten werden dipolare Felder erzeugt, die proportional zum resultierenden Moment $\mathbf{M}_{\text{res}}$ der unteren beiden Schichten sind. Dadurch wird eine antiparallele Magnetisierung der oberen Schicht bevorzugt, so daß diese nicht mehr frei im Magnetfeld schalten kann. Das Zwischenschichtmaterial ist für die dipolaren Felder nicht von Bedeutung und deswegen vernachlässigt.

6.1.2 Mikromagnetische Simulation

Eine Abschätzung der Größenordnung der dipolaren Felder liefert eine mikromagnetische Simulation mittels *OOMMF*³²[50]. Diese Software ist frei zugänglich und wird häufig benutzt, um das mikroskopische Magnetisierungsverhalten zu studieren. Das Programm berechnet die Präzessionsbewegung der Magnetisierung durch numerische Integration der Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung (siehe Abschnitt 2.4).

Die simulierte Struktur hat eine quadratische Grundfläche von 150 nm (siehe Inset von Abbildung 43). Andere geometrische Formen sind in der Simulationssoftware nicht zugelassen. Des weiteren nimmt man an, daß die Struktur vollständig durchgeätzt ist, was die Simulation wesentlich vereinfacht. Man kann direkt mit den vorgegebenen Schichtdicken rechnen. Simuliert wurde das Fe / Cr / Fe / Ag / Fe-System mit den strukturellen Parametern aus Tabelle 2.

Zur Berechnung des jeweiligen Grundzustands der Struktur in Abhängigkeit vom externen Feld wird das Element in ein quaderförmiges, regelmäßiges Gitter unterteilt (Zellgröße $5 \times 5 \times 2 \text{ nm}^3$). Zwischen diesen Zellen wird die Wechselwirkungsenergie ausgerechnet und über alle Gitterpunkte aufsummiert. Der Zustand

³² OOMMF = Object Oriented Micro Magnetic Framework, entwickelt von ITL/NIST.

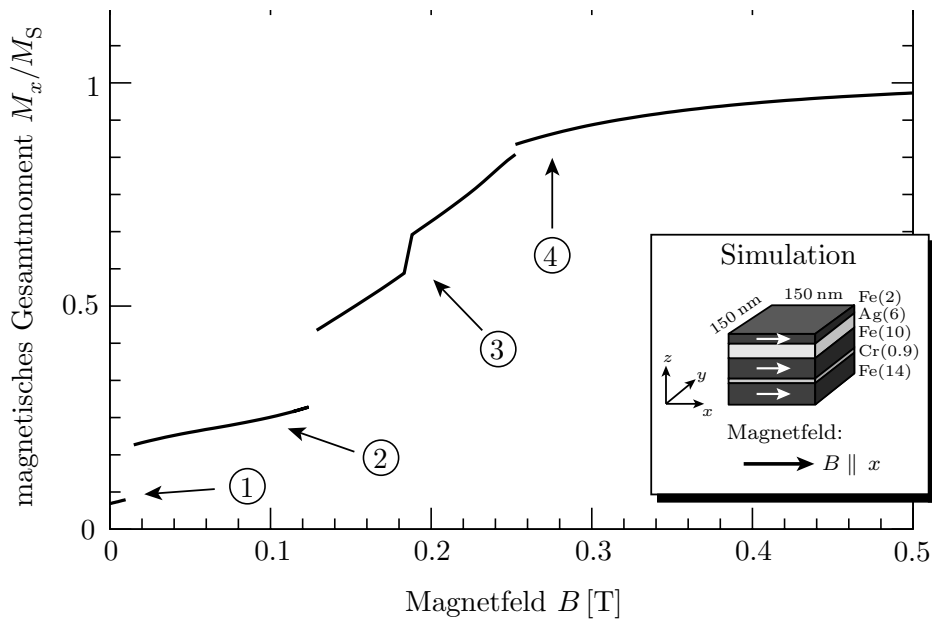


Abbildung 43: Simulation des magnetischen Gesamtmoments in x -Richtung in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld B . Die Geometrie der simulierten Struktur ist im Inset dargestellt. Der Nanomagnet hat eine quadratische Form mit Kantenlänge 150 nm. Alle drei Eischichten sind auf diese Dimension eingeschränkt. Das Gesamtmoment kann man in vier Bereiche unterteilen (siehe Haupttext).

mit der geringsten Energie wird dann als Grundzustand angenommen und für den nächsten Magnetfeldwert als Ausgangszustand genommen.

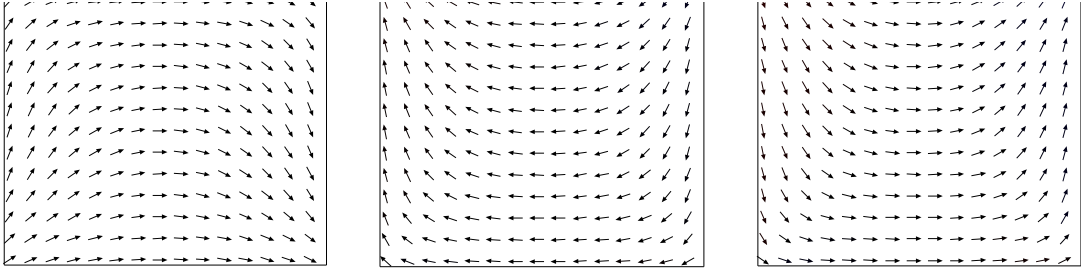
Da ich nur am Endzustand der magnetischen Konfiguration und nicht an der Magnetisierungsdynamik interessiert bin, wurde die Gilbert-Dämpfung $\alpha = 0.5$ künstlich hochgesetzt, da dadurch die Simulation schneller in das Gleichgewicht findet.

In Abbildung 43 ist das Gesamtmoment der Struktur M_x/M_S in x -Richtung dargestellt. Das Magnetfeld liegt ebenfalls entlang der x -Achse. Man erkennt vier verschiedene Bereiche, die durch Sprünge im magnetischen Moment voneinander getrennt sind.

Bereich 1 ($B < 10$ mT): Zustand mit kleinstem magnetischen Gesamtmoment.

In der simulierten Struktur entspricht das einer Konfiguration, bei der die obere und mittlere Schicht parallel zueinander magnetisiert sind. Beide zusammen stehen entgegen der Feldrichtung: Das mittlere Moment, weil es durch die Zwischenschichtaustauschkopplung dazu gezwungen wird. Das obere Moment wird durch dipolare Felder antiparallel zum resultierenden Moment der unteren beiden Schichten ausgerichtet.

Bereich 2 ($10 \text{ mT} \leq B < 120 \text{ mT}$): Vollständig antiferromagnetischer Bereich.

a 2 nm Fe**b** 10 nm Fe**c** 14 nm Fe

$$B = 10 \text{ mT}$$

Abbildung 44: Simulierter Magnetisierungszustand der einzelnen Schichten bei einem externen Magnetfeld von $B = 10 \text{ mT}$. Jede der drei Schichten zeigt einen C-förmigen Magnetisierungszustand, der aus dem Zusammenspiel zwischen dipolaren Feldern und der Zwischenschichtaustauschkopplung resultiert. **a** Die obere Schicht ist im Zentrum der Struktur in Feldrichtung magnetisiert, **b** die mittlere antiparallel zum Feld, und **c** die untere Schicht ist wiederum in Feldrichtung magnetisiert.

Hier wird die dipolare Kopplung der oberen Schicht an das resultierende Moment der unteren beiden ferromagnetischen Schichten überwunden. Das obere Moment ist nun parallel zum Magnetfeld ausgerichtet, die mittlere Schicht ist weiterhin entgegengesetzt zum Feld magnetisiert, und die untere Schicht steht ebenfalls in Feldrichtung.

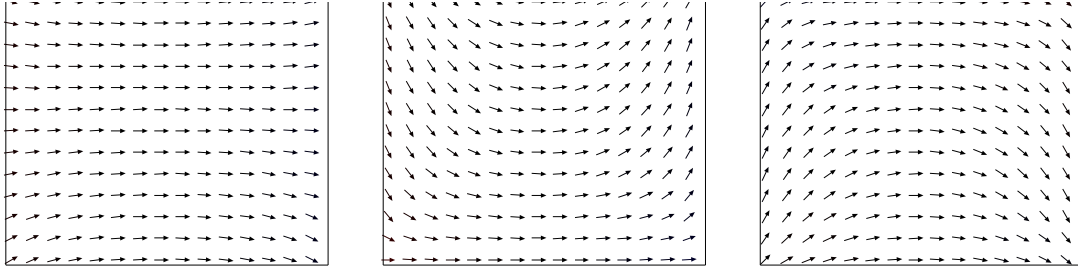
Bereich 3 ($120 \text{ mT} \leq B < 250 \text{ mT}$): Verkanteter Magnetisierungszustand durch die Zwischenschichtaustauschkopplung zwischen mittlerer und unterer ferromagnetischer Schicht. Die obere Schicht ist in Feldrichtung magnetisiert.

Bereich 4 ($B \geq 250 \text{ mT}$): Gesättigter Zustand. Da immer noch Abschlußdomänen in den unteren beiden Schichten vorhanden sind (siehe Abbildung 45), werden diese langsam mit größer werdendem Feld ausgerichtet, wodurch der flache, kontinuierliche Anstieg in dem Bereich zu erklären ist.

In Abbildung 44 ist der magnetische Zustand der drei ferromagnetischen Schichten bei $B = 10 \text{ mT}$ dargestellt. Der antiferromagnetische Zustand ist zu erkennen (Bereich 2 in Abbildung 43). Man erkennt ein deutliches, nicht kollineares Magnetisierungsbild in allen drei Schichten. Durch das Zusammenspiel aus Zwischenschichtkopplung und dipolaren Feldern kommt es zu C-förmigen Magne-

a 2 nm Fe

b 10 nm Fe

c 14 nm Fe


$$B = 250 \text{ mT}$$

Abbildung 45: Simulierter Magnetisierungszustand der drei Eischichten bei einem externen Magnetfeld von $B = 250 \text{ mT}$. **a** Die dünne, obere Eischicht ist fast vollständig gesättigt und ist in Feldrichtung magnetisiert. Lediglich am Randbereich sind kleinere Auslenkungen der magnetischen Momente zu sehen. **b** Die mittlere Schicht ist im Zentrum ebenfalls in Feldrichtung magnetisiert, zeigt aber einen ausgeprägten C-förmigen Magnetisierungszustand. **c** Da mittlere und untere Schicht antiferromagnetisch gekoppelt sind, zeigt die untere Eischicht ebenfalls einen C-Zustand.

tisierungszuständen. Vor allem die Randbereiche zeigen Abschlußdomänen, die nicht in Feldrichtung sondern annähernd senkrecht dazu zeigen.

Bei einer Erhöhung des Magnetfeldes auf $B = 250 \text{ mT}$ erkennt man diese C-Zustände in den unteren beiden Schichten immer noch (siehe Abbildung 45). Die mittlere Schicht hat aber ihren Magnetisierungszustand gedreht und zeigt jetzt parallel zum Feld. Die Bereiche am Rand der Struktur sind deutlich ausgelenkt und annähernd senkrecht zum äußeren Feld.

6.1.3 Vergleich mit Experiment

Der Bereich 1 des magnetischen Gesamtmoments der Simulation in Abbildung 43 ist dadurch gekennzeichnet, daß die beiden oberen Schichten parallel magnetisiert sind. Zusammen stehen sie antiparallel zur unteren. Durch den GMR-Effekt würde dieser Zustand einen kleineren Widerstand zeigen als der vollständig antiferromagnetische Zustand des Bereichs 2.

Bei den GMR-Messungen aus Abschnitt 5.3.2 ist aber dieser Zwischenwert im Widerstand die Ausnahme (siehe Inset von Abbildung 37). Beim Ummagnetisieren bleibt das System meistens im hochohmigen Zustand. Das bedeutet, daß die

simulierte Struktur zu einfach ist. Man kann annehmen, daß die untere Schicht nicht vollständig durchgeätzt wurde, sondern der Kontakt so aussieht, wie er in Abbildung 42 skizziert ist.

Durch ein resultierendes Moment $\mathbf{M}_{\text{res}}$ parallel zur mittleren Schicht wird eine antiparallele Ausrichtung der oberen zur mittleren Schicht bevorzugt. Da aber die mittlere Schicht wiederum antiparallel zur unteren Schicht magnetisiert ist, sind die beiden äußeren Schichten parallel ausgerichtet. Insgesamt wird dadurch der vollständig antiferromagnetische Bereich 2 aus Abbildung 43 stabilisiert. Bereich 1 ist energetisch ungünstiger.

Auf der anderen Seite erkennt man, daß im Bereich der magnetischen Sättigung des Schichtsystems die simulierte Kurve (Abbildung 43) und die GMR-Kurven in Abbildung 37 qualitativ gut zusammenpassen. Die GMR-Kurven zeigen ein Sättigungsfeld von ~ 190 mT. Die simulierten Daten zeigen bei 250 mT einen Sprung, den man als magnetische Sättigung definieren kann, obwohl es immer noch Abschlußdomänen gibt. Der Unterschied zwischen beiden Feldern besteht vermutlich darin, daß die Ätztiefe und damit die genaue Form des Nanomagnet nicht bekannt ist.

Der Trend zu einer deutlichen Vergrößerung der Sättigungsfelder durch die dipolare Kopplung ist eindeutig zu sehen. Zur genaueren Untersuchung und vor allem, um diese zu vermeiden, müssen weitere Proben hergestellt werden, bei denen die Ätztiefe variiert wird. Wenn der Ätzprozeß sofort nach der dünnen, oberen Schicht abgebrochen wird, sollten keine dipolaren Felder mehr auftreten und die obere Schicht wie geplant frei im Feld ummagnetisieren.

Dieser Ätzstop ist schwierig zu erreichen, denn die obere Eisschicht ist lediglich 2 nm dick. Die Silber-Zwischenschicht hat eine sehr große Ätzrate (siehe Tabelle 3), so daß diese sofort weggeätzt ist. Zum Erreichen dieses Ziels muß man folglich die Ätzraten genauer bestimmen.

6.2 Diskussion zum strominduzierten Schalten

Das in Abschnitt 2.6 skizzierte allgemeine Verhalten des Oersted-Feldes kann die in dieser Arbeit gefundenen Daten nicht erklären. In den wichtigen Voraussetzungen der Symmetrie bezüglich der Stromrichtungsabhängigkeit unterscheiden sich die gefundenen Ergebnisse deutlich von den Effekten, die ein strominduziertes Oersted-Feld hervorrufen würde.

6.2.1 Vergleich der Messungen am Fe / Cr / Fe-System

Ich betrachte zunächst die Messungen am Fe / Cr-System in Abschnitt 5.2.3. Die Stromschleifen in Abbildung 33 deuten zunächst auf eine Symmetrie bezüglich der Stromrichtung hin. Auf beiden Seiten erzeugt der Strom bei $|I| \sim 20$ mA einen Einknick.

Auch die Messungen in Abbildung 36 zeigen auf den ersten Blick eine gewisse Symmetrie zur Stromachse. Betrachtet man diese aber genauer, so erkennt man einen deutlichen Unterschied. Wenn die Dips durch ein strominduziertes Oersted-Feld erzeugt werden würden, müßten sie die gleiche Abhängigkeit vom externen Feld zeigen.

In Abbildung 36 sieht man, daß bei I_C^- die Einknicke mit Erhöhung des Magnetfeldes zu größeren negativen Stromstärken wandern und $\Delta I_C^- / \Delta B < 0$ ist. Bei I_C^+ hingegen finden die Dips im differentiellen Widerstand bei kleineren, positiven Strömen statt, wenn man das Magnetfeld erhöht, und $\Delta I_C^+ / \Delta B < 0$ ist ebenfalls negativ. Bei einem Oersted-Effekt müßte I_C^+ zu größeren Stromstärken wandern und die Steigung positiv sein.

Noch deutlicher offenbart sich der Symmetriebruch zwischen positiven und negativen Strömen bei den Daten aus Abbildung 34. Betrachtet man die Messung des differentiellen Widerstands R_{diff} bei $I = +21 \text{ mA}$, so beobachtet man Anregungen über den kompletten Magnetfeldbereich. Es ist keine Sättigung des Systems auszumachen.

Bei $I = -21.4 \text{ mA}$ hingegen erhält man die gleichen Sättigungsfelder wie aus der stromlosen GMR-Messung. Dafür erhält man bei kleinen Feldern einen Sprung des Widerstands nach unten anstatt nach oben.

Dennoch ist das genaue Zustandekommen der beobachteten Effekte unklar. Denn obwohl die AC-Messungen die soeben gezeigten deutlichen Abweichungen von einem gleichförmigen Widerstandsverlauf zeigen, bleibt die Größe des Riesenmagnetowiderstandeffekts nahezu unverändert (siehe Abbildung 35).

Der dort zu sehende Anstieg des Widerstands bei großem Magnetfeld ($B = 0.6 \text{ T}$) ist ebenfalls unklar. Eine mögliche Erklärung ist, daß sich das System auch bei $\sim 1.2 \text{ T}$ noch nicht in magnetischer Sättigung befindet. Der angelegte Gleichstrom von $I = +18.5 \text{ mA}$ erzeugt Anregungen, die erst bei wesentlich größeren Magnetfeldern gedämpft werden. Dieses Verhalten fanden Katine et al. [3]. Erst bei Feldern $B > 2 \text{ T}$ konnten sie den Co / Cu-Nanomagneten sättigen.

Eine andere Möglichkeit wird von Urazhdin et al. [62] beschrieben. Sie betrachten den Einfluß des Spin-Transfers auf den winkelabhängigen CPP-GMR-Effekt. Für den Spin-Transfer sind transversale Spinströme von Bedeutung (siehe Abschnitt 2.5.1). Um diese zu erzeugen, müssen die Magnetisierungen der beteiligten ferromagnetischen Schichten leicht gegeneinander verkippt sein. Die transversalen Anteile werden durch den Spin-Transfer aus dem Leitungs kanal entfernt und tragen somit in der ferromagnetischen Schicht nicht mehr zum Riesenmagnetowiderstand bei. Damit hat der leicht verkantete Magnetisierungszustand einen kleineren Widerstand als der parallel magnetisierte Zustand.

In der herkömmlichen Theorie des CPP-GMR erzeugt jedoch nach Gleichung (11) der exakt parallele Zustand den kleinsten Widerstand.

Die Messungen aus Abbildung 35 könnte man mit dieser Theorie folgendermaßen interpretieren: Der Spin-Transfer regt das magnetische System zu Präzessionen an. Bei einer Feldstärke von 0.2 T , bei der die GMR-Kurven stromlos

sättigen (siehe Abbildung 31), sorgt die Anregung für eine Verkippung der magnetischen Momente beider Schichten und somit für einen kleinen Widerstand. Bei größerem Feld wird die angeregte Präzessionsbewegung gedämpft, so daß sich die magnetischen Momente parallel orientieren. Der Widerstand steigt.

Ob eine der beiden Hypothesen zutrifft, kann mit den vorliegenden Daten nicht abschließend entschieden werden.

Des weiteren bleibt unklar, warum es in beiden Stromrichtungen Anregungen gibt. Man könnte es der Zwischenschichtaustauschkopplung zuschreiben. Dadurch, daß beide Schichten stark aneinander gekoppelt sind, treten die Spin-Transfer-Anregungen nie alleine in einer Schicht auf. Wird eine Schicht angeregt, wird dies durch die Kopplung auf die zweite übertragen. Man kann nicht mehr zwischen „frei“ und „fest“ unterscheiden. Damit fällt aber eine wichtige Voraussetzung der Slonczewski-Theorie (Abschnitt 2.5) weg.

Eine andere Ursache für die beidseitige Anregung kann auch durch die Domänen kommen, die in diesem System ebenso auftreten (siehe Abschnitt 6.1). Die ersten Arbeiten von Katine et al. [3] konnten nicht vollständig analysiert werden, da sie ebenfalls einen Teil ihrer Daten mit Anregungen in einzelnen Domänen erklärten.

6.2.2 Vergleich der Messungen am Fe / Cr / Fe / Ag / Fe-System

Da die Nanomagnete des Fe / Ag-Systems aufgrund des verbesserten Strukturierungsverfahrens kleiner als die des Fe / Cr-Systems sind, ist bei diesen Messungen ebenfalls nicht zu erwarten, daß das Oersted-Feld eine Rolle spielt.

Dennoch sieht man in den Messungen (Abbildung 39 und Abbildung 40), daß sich bei kleinen Feldern der Magnetisierungszustand sowohl bei positiver wie auch bei negativer Stromstärke ändert. Der Verlauf des Widerstands zeigt aber, daß hierfür nicht das Oersted-Feld in Frage kommt.

Wie schon in Abschnitt 2.6 angedeutet, sollte das Oersted-Feld nicht zu einem abrupten Ummagnetisieren führen. Die gemessenen Daten zum Fe / Ag-System sind aber gekennzeichnet von deutlichen Sprüngen des Widerstands.

Die Probleme, die daraus resultieren, daß man im vorliegenden System mit drei Eisenschichten nicht genau feststellen kann, welche Schicht in welche Richtung gedreht wird, wurde schon in Abschnitt 5.3.3 diskutiert. Die Meßdaten deuten darauf hin, daß bei kleinen Magnetfeldern die mittlere Schicht in einen verkanteten Zustand springt. Die kritischen Stromstärken in beiden Richtungen kann man den beiden Subsystemen zuschreiben. Für $I > 0$ sorgt ein Drehmoment, das durch das Fe / Cr-System erzeugt wird, dafür, daß die mittlere Schicht ummagnetisiert. Für $I < 0$ ist es das Fe / Ag-System, das „aktiv“ wird und ein strominduziertes Drehmoment erzeugt.

Dabei muß aber berücksichtigt werden, daß auf die mittlere Schicht Drehmomente in unterschiedliche Richtungen wirken, wenn beide Subsysteme aktiv sind. Dies erschwert ein strominduziertes magnetisches Schalten und könnte zu einem

6.3 VERGLEICH DER KRITISCHEN STROMSTÄRKEN

„frustrierten“ Zustand führen (siehe Abschnitt 5.3.3).

Der deutlichste Hinweis auf den Spin-Transfer-Effekt liefert allerdings die Anregung bei großen Magnetfeldern in Abbildung 39. Sie tritt nur bei positiver Stromrichtung auf. Beim Vergleich mit der Theorie hat sie die richtige Polarität. Aufgrund der positiven Spinstreuasymmetrie (siehe Tabelle 1) wird bei positiven Stromstärken die parallele Konfiguration der magnetischen Momente destabilisiert. Dadurch ergibt sich ein Peak im differentiellen Widerstand, wenn die kritische Stromstärke I_C^+ überwunden wird.

Erstaunlich ist, daß diese Spitze im Widerstand mit größer werdendem Magnetfeld zunimmt. Eine Anregung sollte durch das größere Feld eher erschwert werden. Aber auch dieser Punkt könnte wieder mit der äußerst stabilen Domänenstruktur nach Abschnitt 6.1 erklärt werden. Slonczewski's Grundannahme ist eine homogene Magnetisierung. Durch den C-Zustand erfolgt die Anregung zu Präzessionen aber nicht mehr gleichförmig, da in unterschiedlichen Bereichen der ferromagnetischen Schicht ein anderes Drehmoment wirkt. Dadurch kann es nicht zu gleichförmiger Präzession des kompletten magnetischen Moments des Nanomagneten kommen. Je besser die Magnetisierung aber ausgerichtet wird, desto mehr stimmen die Drehmomente überein, so daß die Präzession letztendlich immer gleichförmiger wird und zu einem ausgeprägteren Peak im Widerstand führt.

6.3 Vergleich der kritischen Stromstärken

In Abschnitt 2.5.3 wurde bereits die kritische Stromstärke theoretisch abgeschätzt. Unter der Annahme eines realistischen Strukturdurchmessers von $d = 150 \pm 30$ nm ermittelt man aus den Experimenten (siehe Abbildung 36 und Abbildung 39) die Werte für die kritische Stromstärke I_C , der kritischen Stromdichte j_C und der Magnetfeldabhängigkeit der kritischen Stromstärke (siehe Tabelle 6).

Für das Fe / Cr-System habe ich dabei die kritischen Stromstärken I_C^- verwendet. Da die magnetische Konfiguration bei diesen Messungen nicht klar ist (siehe Abschnitt 5.2.3), muß man bei der weiteren Interpretation der Fe / Cr-Daten vorsichtig sein.

In Tabelle 6 liegen die kritischen Werte eine Größenordnung über den theoretisch erwarteten Werten. Wenn man jedoch berücksichtigt, welche Fragen bezüglich der Struktur und der magnetischen Konfiguration nicht beantwortet werden konnten, und daß die magnetische Struktur durch ein kompliziertes Domänenverhalten beeinträchtigt wird (siehe Abschnitt 6.1), stimmen die Werte zumindest qualitativ gut mit der Theorie überein.

Eine weitere Ursache für die Erhöhung der kritischen Stromstärke könnte auch die in Abschnitt 5.3.3 besprochenen konkurrierenden Drehmomente der beiden Untersysteme sein. Dadurch, daß jeweils ein Moment entgegengesetzt zum anderen Drehmoment wirkt, könnte das zur Erhöhung der kritischen Stromstärke führen.

Slonczewski macht in [21] aber darauf aufmerksam, daß die Werte seiner

Tabelle 6: Vergleich der kritischen Ströme, die sich aus den Experimenten ergeben mit den theoretisch ermittelten Werten. Der große Fehler bei der Ermittlung der kritischen Stromdichte resultiert hauptsächlich aus der Ungenauigkeit bei der Ermittlung der exakten Strukturgröße. Bei Fe / Ag habe ich hierfür einen Durchmesser von $d = 150 \pm 30$ nm angesetzt. Für Fe / Cr habe ich einen etwas größeren Wert von $d = 180 \pm 30$ nm angenommen, da bei diesen Proben der Strukturierungsprozeß noch nicht optimiert war.

System	I_C [mA]	j_C [10^7 Acm $^{-2}$]	$\frac{\Delta I_C}{\Delta B}$ [μ A/mT]
Fe / Ag (exp.)	18.7 ± 0.5	11 ± 3	7 ± 0.5
Fe / Cr (exp.)	-21.4 ± 0.5	-8 ± 3	-3.7 ± 0.5
Fe / Ag (theo.)	1.7	1	0.9

Abschätzungen mit der WKB-Näherung mittelmäßig bis schlecht mit der Realität übereinstimmen dürften. Zudem betrachtet er Systeme mit zwei ferromagnetischen Schichten. Ob sich die Effekte der isolierten Systeme einfach addieren, wenn man sie zu einem kombinierten System wie im hier untersuchten Fe / Ag-System zusammensetzt, ist auch unklar.

Eine weitere qualitative Übereinstimmung ist im Vorzeichenwechsel der Feldabhängigkeit $\frac{\Delta I_C}{\Delta B}$ zu sehen. Da nach Tabelle 1 die Spinstreuasymmetrie der Fe / Cr-Grenzfläche umgekehrt zu der von Fe / Ag ist, erhält man nach Gleichung (30) eine unterschiedliche Feldabhängigkeit, so wie es die Theorie des Spin-Transfers verlangt.

Zur genaueren Analyse muß man die Strukturparameter besser beherrschen können. Vor allem beim Durchmesser der Nanomagnete herrscht eine große Ungewißheit, da durch die Redepositionen (siehe Abschnitt 4.2.2) die Lackstrukturen verbreitert werden. Man kann schwer abschätzen, welchen Beitrag diese zum Stromtransport durch den Nanomagnet haben. Wenn sie gut leitend wären, hätten sie einen großen Anteil und würden dementsprechend die Stromdichte im magnetischen Schichtsystem reduzieren. Das wiederum hätte einen deutlichen Anstieg der kritischen Stromstärke I_C zur Folge.

Bei der Berechnung der Drehmomente ist ebenso der Effizienzparameter $g(\Theta)$ nach Gleichung (20) wichtig. Zur Ermittlung der theoretischen Werte in Tabelle 6 wurden hierbei die theoretisch errechneten Werte der Spinpolarisation aus Tabelle 1 eingesetzt. Da die Größe der Spinpolarisation empfindlich von den Eigenschaften der Grenzfläche abhängt, ist hier eine weitere Fehlerquelle auszumachen. Eine geringere Spinpolarisation würde geringere Spinströme erzeugen und somit das strominduzierte Drehmoment verkleinern, aber die kritische Stromstärke ver-

6.3 VERGLEICH DER KRITISCHEN STROMSTÄRKEN

größern.

Inwieweit die theoretische Spinstreuasymmetrie mit der übereinstimmt, die in meinen Proben vorliegt, läßt sich nicht abschätzen. Experimentelle Daten zu diesem Problem liegen mir nicht vor.

7 Zusammenfassung & Ausblick

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Entwicklung eines Lithographieprozesses zur Herstellung von Nanomagneten mit einem Durchmesser kleiner 200 nm. Diese Strukturen werden mittels Elektronenstrahl-Lithographie aus magnetischen Schichtsystemen herausgearbeitet. Dadurch wird es möglich, die Nanomagnete gezielt zu kontaktieren, so daß eine elektrische Widerstandsmessung senkrecht zur Schichtebene (CPP) möglich ist. Dieser Prozeß erlaubt es, erstmalig am Forschungszentrum Jülich den Riesenmagnetowiderstand senkrecht zur Schichtebene (CPP-GMR) zu messen. Des weiteren werden erstmals strominduzierte, magnetische Anregungen und magnetisches Schalten durch Spin-Transfer an einkristallinen, epitaktischen Strukturen gemessen.

Zur Einführung beschreibe ich in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen. Durch spinabhängige Streuung wird ein elektrischer Strom spinpolarisiert. Trifft dieser Spinstrom auf eine zweite ferromagnetische Schicht, so führt das zu einem Riesenmagnetowiderstand (GMR). Zum anderen kann der Spinstrom direkt die Magnetisierung der Schicht beeinflussen und dadurch die Schicht zum Ummagnetisieren zwingen. Dieser Spin-Transfer-Effekt wird im Rahmen der ursprünglichen Theorien von Slonczewski [1, 21] eingeführt.

In Kapitel 3 beschreibe ich das Verfahren der Molekularstrahlepitaxie (MBE), mit dem die einkristallinen, epitaktischen Schichten hergestellt werden. Es werden zwei Systeme untersucht: Fe(10) / Cr(1.2) / Fe(2) und Fe(14) / Cr(0.9) / Fe(10) / Ag(6) / Fe(2) [in nm]. Das Ummagnetisierungsverhalten beider Systeme wird mit dem Magneto-Optischen Kerr-Effekt (MOKE) untersucht.

Im Anschluß wird in Kapitel 4 der Prozeß zur Nanostrukturierung vorgestellt. Mittels hochauflösenden Rasterkraftmikroskop-Aufnahmen (AFM) kann der Prozeß in den wichtigen Schritten gezielt kontrolliert und verbessert werden.

Die hergestellten Nanomagnete werden in Kapitel 5 anhand ihres Widerstandsverhalten charakterisiert. Die ersten Fe / Cr-Proben zeigen ein nicht-metallisches Verhalten. Dennoch ergibt sich für das System ein $GMR = 0.1\%$ bei Raumtemperatur und 0.6% bei 4 K. Bei Erhöhung der Gleichstromstärke werden deutliche Einknicke des differentiellen Widerstands bei gewissen kritischen Stromstärken festgestellt und deuten auf eine magnetische Anregung des Nanomagneten hin. Diese treten bei positiver wie bei negativer Stromrichtung auf, was nicht eindeutig erklärt werden kann.

Das Fe / Ag-System zeigt durch einen verbesserten Lithographie-Prozeß ein rein metallisches Widerstandsverhalten. Der CPP-GMR beträgt 2.6% bei Raumtemperatur und 5.6% bei 4 K. Sowohl bei diesem wie auch beim Fe / Cr-System ergeben sich für die Nanomagnete mehr als doppelt so große Sättigungsfelder als bei den unstrukturierten Proben. Zudem ist die obere Eisschicht durch dipolare Felder an die unteren Schichten gekoppelt.

Bei kleinen Magnetfeldern kann man mit einem Gleichstrom hysteretisch zwischen zwei Zuständen hin- und herschalten. Dieses Schalten tritt bei positiven

wie negativen Strömen auf und kann mit der unterschiedlichen Spinstreuasymmetrie der Fe / Cr- und Fe / Ag- Grenzfläche erklärt werden. Bei großen Feldern ~ 1 T erkennt man bei positiver Stromrichtung eine Widerstandszunahme, die bei negativen Strömen nicht auftritt. Das ist ein eindeutiges Indiz für magnetische Anregungen durch Spin-Transfer. Zeitaufgelöste Widerstandsmessungen im kHz-Bereich zeigen, daß es bei gewissen Strom- und Magnetfeldstärken zwei energetisch gleichwertige Zustände gibt. Durch den Gleichstrom wird einer der beiden Zustände stabilisiert. Dazwischen existiert ein Bereich der Instabilität, in dem beide Zustände energetisch gleichwertig sind (*Telegraph Noise*).

Die Diskussion der Ergebnisse in Kapitel 6 zeigt zunächst eine Erklärung für die großen Sättigungsfelder der strukturierten Proben. Eine mikromagnetische Simulation der Nanomagnete läßt erkennen, daß über einen großen Magnetfeldbereich bis hin zu 250 mT kein uniformer Magnetisierungszustand vorliegt. Es bilden sich C-Zustände aus, die schwer zu sättigen sind.

Aufgrund von Symmetrieüberlegungen kann ausgeschlossen werden, daß das strominduzierte Oersted-Feld als Ursache für die gemessenen Schalteffekte in Frage kommt.

Zum Schluß folgt ein Vergleich zwischen der theoretisch errechneten und den gemessenen kritischen Strömen im Fe / Cr- und Fe / Ag-System. Die gemessenen Werte sind eine Größenordnung größer als die theoretisch erwarteten. Sie zeigen die erwartete Feldabhängigkeit der kritischen Stromstärke und einen Vorzeichenwechsel zwischen dem Fe / Cr- und dem Fe / Ag-System, der aus der unterschiedlichen Spinstreuasymmetrie der Grenzflächen resultiert. Es werden Erklärungen für die zu großen kritischen Werte gegeben.

Als nächster Schritt ist die Verbesserung der Strukturierung geplant. Dadurch können dipolare Kopplungsfelder vermieden und homogene Magnetisierungen der einzelnen Schichten erreicht werden. Aufgrund des wohldefinierten Anisotropiefelds der kristallinen Schichten sollte es möglich sein, durch den Gleichstrom GHz-Oszillationen des magnetischen Moments der ferromagnetischen Schicht anzuregen, die eine hohe Güte aufweisen. Dazu sind zeitaufgelöste Messungen notwendig, die eine Zeitauflösung über mehrere Größenordnungen mit einer Abtastrate im GHz-Bereich ermöglichen.

Im Hinblick auf die in beiden Richtungen auftretenden, strominduzierten Anregungen kann man eine magnetische Schicht zusätzlich fixieren, zum Beispiel mit Hilfe des Exchange-Bias-Effekts. Damit wäre es erheblich schwerer, diese Schicht durch den Spin-Transfer anzuregen, so daß nur noch in einer Stromrichtung die Anregung des Nanomagneten zu beobachten sein sollte.

Anhang

A Verfahren zur Nanostrukturierung

Das hier beschriebene Verfahren zur Strukturierung der Nanomagnete und der Herstellung der Leiterbahnen für die CPP-GMR-Messungen bezieht sich auf das System

$$\text{Ag}(150) / \text{Fe}(14) / \text{Cr}(0.9) / \text{Fe}(10) / \text{Ag}(6) / \text{Fe}(2) / \text{Cr}(6) / \text{Au}(40) .$$

Dieses System wird mit dem MBE-Verfahren hergestellt, so wie in Kapitel 3.1 beschrieben. Bei einer Änderung des Systems müssen die Ätzzeiten dementsprechend angepasst werden. Diese lassen sich mit den Ätzraten aus Tabelle 3 (Abschnitt 4.1.2) abschätzen.

Die folgenden Schritte beschreiben die Arbeiten im Reinraum, nachdem die Probe aus der MBE-Anlage ausgebaut wurde.

Herstellung der unteren Leiterbahnen

- Reinigen der Probe im Ultraschallbecken: 5 min Aceton, 5 min Isopropanol. Danach mit Stickstoff trockenblasen.
- Dehydrieren der Probe für 5 min @ 150°C auf der Heizplatte.
- Belackten der Probe mit AZ5206 @ 6000 U/min mit der Lackschleuder.
- Ausbacken des Lacks für 5 min @ 90°C auf der Heizplatte.
- Reinigen der optischen Maske im Maskenreiniger.
- Randentlackung: 60 s belichten mit 7 mW/cm².
- Entwickeln: 45 s in verdünntem AZ400K³³.
- Untere Leiterbahnen (Maske: Abbildung 17): 4.5 s belichten mit 7 mW/cm².
- Entwickeln: 30 s in verdünntem AZ400K, 5 min stoppen in DI³⁴, trockenblasen mit N₂.
- Kontrolle im Lichtmikroskop, evtl. 10 s nachentwickeln und wieder stoppen in DI.
- Ionenstrahlätzen: ca. 15 min @ 44 mA, 500 V, Rotation, 50°. Ätzstop, wenn Ga-Peak im Massenspektrometer die Sättigung erreicht.

³³ Verdünnungsverhältnis AZ400K:DI = 1 : 4

³⁴ DI = deionisiertes Wasser

- Reinigen: einige Stunden in Aceton liegen lassen, mit Ultraschall unterstützen. Danach reinigen in Isopropanol und trockenblasen mit N₂. Kontrolle im Lichtmikroskop. Die Leiterbahnen müssen vom AZ5206-Lack befreit sein.

Herstellung der Nanomagnete

- Dehydrieren: 5 min @ 150°C.
- Sofort belackten mit FOx-12 @ 4000 U/min. Der Lack darf nur sehr kurz außerhalb des Kühlschranks sein, und möglichst kurz in der Pipette. Die Geschwindigkeit ist entscheidend für die Qualität der aufgeschleuderten Schicht.
- Ausbacken des Lacks: 2 min @ 150°C, 2 min @ 220°C.
- Elektronenstrahlschreiben: Dosis 1000 – 1200 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, Punktdurchmesser: 50 – 175 nm.
- Entwickeln: 1 min in Microposit CD26. Stoppen für 5 min in DI und trockenblasen mit N₂. Kontrolle im Lichtmikroskop. Eventuell für 15 s nachentwickeln.
- Eventuell Kontrolle der Punkte im AFM. Danach vorsichtiges Reinigen der Rückseite der Probe mit Q-Tips und Aceton, um den Kleber zu entfernen. Dieser muß möglichst vollständig entfernt sein. Dabei aufpassen, daß kein Aceton auf die Vorderseite der Probe kommt.
- Reaktives Ionenätzen: Programm HSQ-Schleier, 3 min CHF₃ @ 0.02 mbar, 200 W. Anschließend 1 min O₂ ohne Änderung der vorprogrammierten Parameter.
- Ionenstrahlätzen der Nanomagnete: 3 min 45 s @ 44 mA, 500 V, Rotation, 10°.
- Reaktives Ionenätzen: Programm HSQ-Schleier, 1 min CHF₃ @ 0.02 mbar, 200 W. Abbruch: kein O₂-Ätzen.
- Reinigen der Probe im Ultraschallbecken: 5 min Aceton, 5 min Isopropanol. Danach mit Stickstoff trockenblasen.

Planarisieren und Öffnen der Isolation

- Dehydrieren: 5 min @ 150°C.
- Planarisieren mit FOx-12 @ 4000 U/min.
- Ausbacken des Lacks: 2 min @ 150°C, 2 min @ 220°C.

- Elektronenstrahlschreiben: Dosis $250 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, Quadrat $5 \times 5 \text{ mm}^2$.
- Entwickeln: 1 min in Microposit CD26. Stoppen für 5 min in DI und trockenblasen mit N_2 . Kontrolle im Lichtmikroskop.
- Beschichten mit 50 nm Siliziumnitrid Si_3N_4 mittels PECVD. Prozeßtemperatur: 150°C .
- Reinigen der Probe im Ultraschallbecken: 5 min Aceton, 5 min Isopropanol. Danach mit Stickstoff trockenblasen.
- Dehydrieren: 5 min @ 150°C .
- Belacken AZ5214 @ 4000 U/min.
- Ausbacken des Lacks für 5 min @ 90°C auf der Heizplatte.
- Randentlackung (s.o.)
- Schutz der Strukturkanten: Belichten für 4 s @ $7 \text{ mW}/\text{cm}^2$, Tempern für 2 min @ 115°C , Flutbelichtung 15 s @ $7 \text{ mW}/\text{cm}^2$.
- Entwickeln für 20 s in verdünntem AZ400K. Stoppen 5 min in DI, trockenblasen mit N_2 . Dadurch wird im Kontaktbereich ein $8 \times 6 \mu\text{m}^2$ großer Bereich geöffnet.
- Ionenstrahlätzen für 12 min @ 44 mA, 500 V, Rotation, 20° .
- Reaktives Ionenätzen, Programm HSQ-Schleier, 1 min CHF_3 @ 0.02 mbar, 200 W. Abbruch: kein O_2 -Ätzen.
- Kontrolle im AFM. Eventuell 30 s nachätzen. Danach reinigen mit Q-Tip und Aceton (s.o.).
- Entfernen des optischen Lacks in Aceton (Ultraschall), Isopropanol und N_2 -Trocknen.

Herstellung der oberen Leiterbahnen

- Dehydrieren: 5 min @ 150°C .
- Belacken AZ5214 @ 4000 U/min.
- Ausbacken des Lacks für 5 min @ 90°C auf der Heizplatte.
- Obere Leiterbahnen: Belichten für 4 s, Tempern 2 min @ 115°C , Flutbelichtung 15 s @ $7 \text{ mW}/\text{cm}^2$.

- Entwickeln für 20 s in verdünntem AZ400K. Stoppen 5 min in DI, trocknen mit N_2 .
- Beschichten mit 5 nm Titan und 300 nm Gold.
- Lift-Off: Mehrere Stunden in Aceton liegenlassen. Mit Pipette Aceton über Probe spülen. Eventuell mit Ultraschall nachhelfen. Kurz spülen in Isopropanol. Trocknen mit N_2 .

Literatur

- [1] J. C. Slonczewski, J. Mag. Mag. Mater. **159**, L1 (1996).
- [2] L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
- [3] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers, und D. C. Ralph, Phys. Rev. Lett. **84**, 3149 (2000).
- [4] H. Haken und H. C. Wolf, *Atom- und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*, Springer Lehrbuch, 5. Aufl. (Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1993).
- [5] H. Ibach und H. Lüth, *Festkörperphysik, Einführung in die Grundlagen*, 4. Aufl. (Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1995).
- [6] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, 11. Aufl. (R. Oldenbourg Verlag, München Wien, 1996).
- [7] K. H. Hellwege, *Einführung in die Festkörperphysik* (Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1988).
- [8] B. D. Cullity, *Introduction to Magnetic Materials* (Addison-Wesley, Reading, Massachusetts; Menlo Park, California; London; Don Mills, Ontario, 1972).
- [9] G. A. Prinz, in *Ultrathin Magnetic Structures II: Measurement Techniques and Novel Magnetic Properties*, hrsg. v. B. Heinrich und J. A. C. Bland (Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1994).
- [10] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, und H. Sower, Phys. Rev. Lett. **57**, 2442 (1986).
- [11] H. Lüth, *Solid Surfaces, Interfaces and thin Films*, 4. Aufl. (Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 2001).
- [12] G. A. Prinz, Physics Today **48**, 58 (1995).
- [13] P. M. Tedrow und R. Meservey, Phys. Rev. B **7**, 318 (1973).
- [14] M. D. Stiles, J. Mag. Mag. Mater. **200**, 322 (1999).
- [15] J. Bass und W. P. Pratt Jr., J. Mag. Mag. Mater. **200**, 274 (1999).
- [16] A. Zambano, K. Eid, R. Loloee, W. P. Pratt Jr., und J. Bass, J. Mag. Mag. Mater. **253**, 51 (2002).
- [17] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen van Dau, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, und J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).

LITERATUR

- [18] G. Binash, P. Grünberg, F. Saurenbach, und W. Zinn, Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).
- [19] U. Rücker, in *Magnetism goes Nano*, Band 26 (36. IFF-Ferienkurs des Forschungszentrums Jülich) aus *Schriften des Forschungszentrums Jülich Materie und Material, Matter and Materials*, hrsg. v. S. Blügel, T. Brückel, und C. M. Schneider (Forschungszentrum Jülich GmbH, D-52425 Jülich, 2005).
- [20] C. M. Schneider, in *Magnetism goes Nano*, Band 26 (36. IFF-Ferienkurs des Forschungszentrums Jülich) aus *Schriften des Forschungszentrums Jülich Materie und Material, Matter and Materials*, hrsg. v. S. Blügel, T. Brückel, und C. M. Schneider (Forschungszentrum Jülich GmbH, D-52425 Jülich, 2005).
- [21] J. C. Slonczewski, J. Mag. Mag. Mater. **195**, L261 (1999).
- [22] F. Schwabl, *Quantenmechanik, Springer Lehrbuch*, 2. Aufl. (Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1990).
- [23] J. C. Slonczewski, cond-mat/0205055 (2002).
- [24] Z. Li und S. Zhang, Phys. Rev. B **68**, 024404 (2003).
- [25] B. Heinrich, in *Ultrathin Magnetic Structures II: Measurement Techniques and Novel Magnetic Properties*, hrsg. v. B. Heinrich und J. A. C. Bland (Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1994).
- [26] F. J. Albert, J. A. Katine, und R. A. Buhrman, Appl. Phys. Lett. **77**, 3809 (2000).
- [27] K. Yagami, A. A. Tulapurkar, A. Fukushima, und Y. Suzuki, Appl. Phys. Lett. **85**, 5634 (2004).
- [28] R. Meckenstock, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1997.
- [29] I. Ames, F. M. d’Heurle, und R. Horstmann, IBM J. Res. Develop. **44**, 89 (2000).
- [30] P. A. Tipler, *Physik* (Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg Berlin Oxford, 1994).
- [31] K. Bussmann, G. A. Prinz, S.-F. Cheng, und D. Wang, Appl. Phys. Lett. **75**, 2476 (1999).
- [32] J. A. Katine, F. J. Albert, und R. A. Buhrman, Appl. Phys. Lett. **76**, 354 (2000).
- [33] C. Heide, P. E. Zilberman, und R. J. Elliott, Phys. Rev. B **63**, 064424 (2001).

- [34] J. Xiao, A. Zangwill, und M. D. Stiles, Phys. Rev. B **70**, 172405 (2004).
- [35] S. Urazhdin, N. O. Birge, W. P. Pratt Jr., und J. Bass, Phys. Rev. Lett. **91**, 146803 (2003).
- [36] S. Urazhdin, Phys. Rev. B **69**, 134430 (2004).
- [37] I. N. Krivorotov, N. C. Emley, J. C. Sankey, S. I. Kiselev, D. C. Ralph, und R. A. Buhrmann, Science **307**, 228 (2005).
- [38] D. Chiba, Y. Sato, T. Kita, F. Matsukura, und H. Ohno, Phys. Rev. Lett. **93**, 216602 (2004).
- [39] H. Braak, Diplomarbeit, Universität zu Köln, 2003.
- [40] L. E. Davis, N. C. MacDonald, P. Palmberg, und R. E. Riach, G. Weber, *Handbook of Auger electron spectroscopy*, 2. Aufl. (Physical Electronics Division, Eden Prairie, Minnesota, 1978).
- [41] M. Schäfer, Dissertation, Universität zu Köln, 1996.
- [42] C. Lavoie, S. R. Johnson, J. A. Mackenzie, T. Tiedje, und T. van Buuren, J. Vac. Sci. Technol. A **10**, 930 (1992).
- [43] S. Ritchie, S. R. Johnson, C. Lavoie, J. A. Mackenzie, T. Tiedje, und R. Streeter, Surf. Sci. **374**, 418 (1997).
- [44] D. E. Bürgler, C. M. Schmidt, J. A. Wolf, T. M. Schaub, und H. J. Güntherodt, Surf. Sci. **366**, 295 (1996).
- [45] S. K. J. Lenczowski, R. J. M. van de Veerdonk, M. A. M. Gijs, J. B. Giesbers, und H. H. J. M. Janssen, J. Appl. Phys. **75**, 5154 (1994).
- [46] R. J. M. van de Veerdonk, J. Nowak, R. Meservey, J. S. Moodera, und W. J. M. de Jonge, Appl. Phys. Lett. **71**, 2839 (1997).
- [47] F. Montaigne, F. Nguyen Van Dau, und A. Schuhl, J. Mag. Mag. Mater. **217**, 231 (1999).
- [48] R. Vollmer, in *Magnetische Schichtsysteme in Forschung und Anwendung*, Band 2 (30. IFF-Ferienkurs des Forschungszentrums Jülich) aus *Schriften des Forschungszentrums Jülich Materie und Material, Matter and Materials*, hrsg. v. I. für Festkörperforschung (Forschungszentrum Jülich GmbH, D-52425 Jülich, 1999).
- [49] M. Buchmeier, Dissertation, Universität zu Köln, 2003.
- [50] M. Buchmeier, private Mitteilung (unveröffentlicht).

LITERATUR

- [51] R. E. Lee, J. Vac. Sci. Technol. **16**, 164 (1979).
- [52] P. G. Glöersen, J. Vac. Sci. Technol. **12**, 28 (1975).
- [53] J. Wensorra, private Mitteilung (unveröffentlicht).
- [54] S. Trellenkamp, Dissertation, RWTH Aachen, 2003.
- [55] M. Krämer, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2004.
- [56] H. Dassow, Diplomarbeit, Universität zu Köln, 2002.
- [57] C. Janiak, T. M. Klapötke, und H.-J. Meyer, in *Moderne anorganische Chemie*, hrsg. v. E. Riedel (de Gruyter, Berlin New York, 1999).
- [58] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, und P. Wyder, Phys. Rev. Lett. **80**, 4281 (1998).
- [59] M. D. Stiles und A. Zangwill, Phys. Rev. B **66**, 014407 (2002).
- [60] A. Chaiken, C. J. Gutierrez, J. J. Krebs, und G. A. Prinz, J. Mag. Mag. Mater. **125**, 228 (1993).
- [61] M. A. M. Gijs, J. B. Giesbers, M. T. Johnson, J. B. F. aan de Stegge, H. H. J. M. Janssen, S. K. J. Lenczowski, R. J. M. van de Veerdonk, und W. J. M. de Jonge, J. Appl. Phys. **75**, 6709 (1994).
- [62] S. Urazhdin, R. Loloee, und W. P. Pratt Jr., Phys. Rev. B **71**, 100401 (2005).

Danksagung

Ich danke:

Herrn Prof. Dr. C. M. Schneider für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Festkörperforschung / Elektronische Eigenschaften, Forschungszentrum Jülich, anzufertigen.

Herrn Prof. Dr. P. Grünberg und besonders Herrn Dr. D. E. Bürgler für die sehr gute Betreuung der Arbeit. Viele anregende Diskussionen zum Strominduzierten Magnetischen Schalten und Grübeln über „komische“ Meßkurven waren eine große Hilfe bei diesem Projekt.

Herrn Prof. Dr. H. Micklitz für die Übernahme des Koreferats.

Herrn Prof. Dr. G. Eilenberger für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Herrn Dr. M. Buchmeier für die Simulationen und weiterführenden Messungen an den Schichtsystemen, viele fruchtbare Diskussionen und die Durchsicht der Dissertation.

Herrn Dr. R. Dassow und H. Braak für Tips und Korrekturen beim Schreiben der Arbeit.

Meinen Kollegen der Arbeitsgruppe „Magnetische Schichtsysteme“, insbesondere Herrn F.-J. Köhne, R. Schreiber und H. Pfeifer für die Behebung von technischen Problemen, die Hilfe beim Aufbau des Widerstandsmeßplatzes und die stets hilfsbereite und freundschaftliche Zusammenarbeit.

Herrn Dr. A. van der Hart, Dr. M. Krämer und J. Wensorra vom Institut für Schichten und Grenzflächen, Forschungszentrum Jülich, für die freundschaftliche und produktive Zusammenarbeit im Reinraum, bei der Entwicklung des Lithographie-Prozesses und vor allem beim Lösen der auftretenden Probleme.

Meinen Eltern für die Unterstützung während meines gesamten Studiums.

Meiner Freundin Andrea.

Forschungszentrum Jülich
in der Helmholtz-Gemeinschaft



Jül-4179
August 2005
ISSN 0944-2952