Spinabhängiger Transport in hybriden ferro- und nichtmagnetischen Nanostrukturen

Diplomarbeit

Dem Fachbereich Physik der Universität Duisburg-Essen (Campus Duisburg)

zur Erlangung des akademischen Grades eines Diplom - Physikers

vorgelegt von

Oliver Posth

aus Potsdam

Datum der Einreichung: 27. Oktober 2005

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Spinakkumulation in verschiedenen Nichtmagneten untersucht und die Spindiffusionslänge quantitativ bestimmt. Hierzu werden polykristalline Leiterbahnen mit Hilfe hochauflösender Elektronenstrahllithografie (HR-EBL) und Elektronenstrahlverdampfung mit Lift-Off-Technik hergestellt. Die Untersuchungen zur Spinakkumulation werden bei einer Temperatur von T = 4,2 K in einer *nichtlokalen* Leiterbahngeometrie vorgenommen, wobei als ferromagnetisches Material Kobalt und als nichtmagnetisches Material Kupfer, Aluminium und Gold verwendet wird.

Erste Messungen an Kobalt-Leiterbahnen, die zum Schutz vor Oxidation mit Platin abgedeckt werden, zeigen, dass die Spinakkumulation in einer darüberliegenden Kupfer-Leiterbahn durch die Platin-Abdeckschicht stark reduziert wird.

Um den elektrischen Kontakt zwischen den Kobalt- und den nichtmagnetischen Leiterbahnen zu verbessern, wurde das Verfahren des *Schrägbedampfens* eingesetzt, bei dem sowohl die Kobalt- als auch die nichtmagnetischen Leiterbahnen in *einem* Aufdampfvorgang hergestellt werden. Die gesamte Struktur wird im Rahmen eines 3-Schritt-EBL-Prozesses von unten durch *nichtmagnetische* Platin-Leiterbahnen kontaktiert. Durch die Verwendung eines Lackes mit ausgeprägtem unterkehligen Profil können beim Schrägbedampfen Leiterbahnen hergestellt werden, die keinerlei Grate aufweisen. Die Untersuchungen zeigen, dass die Kobalt-Leiterbahnen in Remanenz im quasi-eindomänigen Zustand vorliegen und die Magnetisierung parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert ist.

Durch Wahl verschieden breiter Kobalt-Leiterbahnen, kann durch ein parallel zur Leiterbahn angelegtes Magnetfeld die Magnetisierung der benachbarten Kobalt-Leiterbahnen parallel und antiparallel ausgerichtet werden. In quer dazu liegenden Kupfer- und Aluminium-Leiterbahnen kann die Spinakkumulation durch Messung der Potentialdifferenz zwischen nichtmagnetischer und magnetischer Elektrode nachgewiesen werden. Auf Basis einer typischen Spinpolarisation der Grenzschicht zwischen Ferromagnet und Nichtmagnet kann eine obere und untere Grenze für die Spindiffusionslänge angegeben werden. In Kupfer wird eine Spindiffusionslänge von 0,75 μ m $\leq l_S^{Cu} \leq 1,1 \mu$ m gefunden und die Spindiffusionslänge in Aluminium beträgt 1,0 μ m $\leq l_S^{Al} \leq 1,4 \mu$ m.

Abstract

In the present diploma thesis the spinaccumulation effect in different nonmagnetic materials and the spin relaxation length is determined quantitatively. For this, polycrystalline nanowires are fabricated by means of high-resolution electron beam lithography (HR-EBL) in combination with electron beam evaporation and lift-off-technique. The measurements of the spinaccumulation effect are performed in a *nonlocal* geometry at T = 4.2 K using cobalt as ferromagnetic material and copper, aluminium and gold as nonmagnetic materials.

First measurements on cobalt-wires, which are covered by platinum to avoid oxidation, show, that the platinum-cap-layer reduces the spinaccumulation effect in a copper-wire, which lies on top of the cobalt-wire. To improve the quality of the interface between the cobalt-wire and the nonmagnetic wire the procedure of *oblique evaporation* is used. Thus, both the cobalt- and the nonmagnetic wires are fabricated in *one* deposition-step. The multiterminal device is contacted from below through *nonmagnetic* platinum-wires by means of a three-step-EBL process. Using a resist with undercut, nanowires with rectangular cross section and no tear-off edges can be fabricated. From magnetic force microscopy (MFM) and magnetoresistance measurements (MR) in combination with Monte Carlo simulations it can be concluded that the cobalt-wires are in a single-domainstate in remanence and that the magnetization is aligned in-plane and parallel to the long wire axis. Using cobalt-wires with different wire widths and therefore different coercive fields a parallel and antiparallel orientation of the magnetization directions of two adjacent cobalt-wires can be achieved as a function of the externally applied field B. The spinaccumulation effect is detected in copper and aluminium and, assuming known values for the polarization of the interface between the ferromagnetic and the nonmagnetic material, an upper and a lower bound for the spin relaxation length can be calculated. In copper a spin relaxation length of 0,75 $\mu \mathrm{m} \leq \mathrm{l}_S^{Cu} \leq$ 1,1 $\mu \mathrm{m}$ is found and the spin relaxation length in a luminium is 1,0 $\mu \mathrm{m} \leq \mathrm{l}_S^{Al} \leq 1,4~\mu \mathrm{m}.$ These values are in very good agreement with other recent studies.

Inhaltsverzeichnis

1.	Einl	nleitung 1					
2 .	Grundlagen						
	2.1	Elektr	onentransport	3			
		2.1.1	Klassische Betrachtung	3			
		2.1.2	Anisotroper Magnetowiderstand	5			
		2.1.3	Riesenmagnetowiderstand	8			
	2.2	Spinpo	olarisierter Transport	9			
	2.3 Spininjektion und -akkumulation						
		2.3.1	Messung der Spinakkumulation	13			
		2.3.2	Spinrelaxation	16			
	2.4	Stand	der Forschung	17			
3.	\mathbf{Exp}	Experimentelles 21					
	3.1	Probe	npräparation	21			
		3.1.1	Bedampfungsverfahren	23			
		3.1.2	Beispiele	25			
	3.2	3.2 Strukturelle Untersuchungen					
		3.2.1	Rasterelektronenmikroskop	26			
		3.2.2	Rasterkraftmikroskop	27			
	3.3	Kontaktierung					
	3.4	Wider	standsmessungen	31			
4.	Ziel	setzun	g	35			
5.	Ergebnisse und Diskussion 38						
	5.1	Probe	nherstellung und erste Ergebnisse	38			
		5.1.1	Leiterbahnstrukturierung	38			
		5.1.2	Messung der Spinakkumulation	40			
	5.2	Probe	nherstellung durch Schrägbedampfen	44			
		5.2.1	Lackeigenschaften	45			
		5.2.2	Bedampfung	47			
		5.2.3	Präparation der Proben	48			

	5.3	Ummagnetisierungsverhalten		53		
		5.3.1	MFM-Untersuchungen	53		
		5.3.2	Monte Carlo-Simulationen	55		
		5.3.3	Magnetowiderstandsmessungen	57		
	5.4	Messung der Spinakkumulation in verschiedenen Metallen				
		5.4.1	Messung an Kobalt/Kupfer/Kobalt	61		
		5.4.2	Messung an Kobalt/Aluminium/Kobalt	65		
		5.4.3	Messung an Kobalt/Gold/Kobalt	68		
6. Zusammenfassung und Ausblick 7						
Lit	Literaturverzeichnis					

1. Einleitung

Seit der Entdeckung des Riesenmagnetowiderstandes (GMR) in ferromagnetischen/nichtmagnetischen Viellagenschichten [1,2] wird die Wechselwirkung der Elektronen mit den magnetischen Momenten in einem Ferromagneten und die Ausbreitung eines spinpolarisierten Stromes in einem Nichtmagneten intensiv untersucht. Es ist seit längerem bekannt, dass der Strom in einem Ferromagneten spinpolarisiert ist [3] und unter anderem Domänenwände verschieben kann [4,5].

Die Untersuchung der Injektion eines spinpolarisierten Stromes in einen Nichtmagneten ist ein relativ neues Thema in der Grundlagenforschung. Hierbei bewirkt der spinpolarisierte Strom eine Polarisierung im Nichtmagneten [6], so dass der polarisierte Strom auf einer gewissen Länge im Nichtmagneten erhalten bleibt [7]. Mit diesem Strom ist es beispielsweise möglich, die Magnetisierungsrichtung eines an den Nichtmagneten angrenzenden Ferromagneten zu ändern. Man bezeichnet dies als strominduziertes magnetisches Schalten [8,9]. Den direkten Nachweis der Spinakkumulation im Nichtmagneten gelang erstmalig Johnson et al. an einer einkristallinen Aluminium-Probe [10]. Dieses Ergebnis war zunächst sehr umstritten, da die Spinakkumulation in lateraler Geometrie und in einem Abstand von einigen 10 μ m zur ferromagnetischen Injektorelektrode gemessen wurde. Erst in den letzten Jahren wird die Spinakkumulation wieder intensiv untersucht, wobei unter anderem die Spindiffusionslänge in nichtmagnetischen Metallen bestimmt werden soll [11–13].

Im Rahmen dieser Arbeit wird untersucht, wie sich ein spinpolarisierter Strom beim Übergang von einer ferromagnetischen Leiterbahn in eine nichtmagnetische Leiterbahn im Nichtmagneten ausbreitet und wie die Spinakkumulation im Nichtmagneten gemessen werden kann. Der spinpolarisierte Strom bleibt aufgrund von Spin-Flip-Streuung nur in einem sehr kleinen Abstand von einigen 100 nm im Nichtmagneten erhalten. Dies stellt besondere Anforderungen an die Probengeometrie, die zur Messung der Spinakkumulation benutzt wird. Mit Hilfe der hochauflösenden Elektronenstrahllithografie (HR-EBL) werden nanostrukturierte ferromagnetische und nichtmagnetische Leiterbahn-Strukturen in lateraler Geometrie hergestellt, bei denen der Abstand zwischen Injektor und Detektor kleiner als die Spindiffusionslänge ist und somit der spinabhängige Elektronentransport untersucht werden kann. Daher besteht ein wesentlicher Anteil dieser Arbeit in der Optimierung der Prozessparameter für die EBL. Des weiteren werden die Messungen ausschließlich bei T = 4,2 K durchgeführt, um Elektronen-Phonon-Streuung in erster Näherung ausschließen zu können.

Um das elektrische Verhalten der Leiterbahn-Strukturen interpretieren zu können, ist eine genaue Kenntnis der Domänenstruktur der ferromagnetischen Leiterbahnen unumgänglich. Mit Hilfe der Magnetkraftmikroskopie wird der remanente Zustand der Leiterbahn bei Zimmertemperatur untersucht. Das Ummagnetisierungsverhalten der Leiterbahnen und der damit verbundenen Änderung der Domänenstruktur wird mit Monte Carlo-Simulationen und Magnetowiderstandsmessungen analysiert.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 werden die grundlegenden Widerstandsbeiträge erläutert, die für die Messung der Spinakkumulation und für die Untersuchung des Ummagnetisierungsverhaltens relevant sind. Es wird des weiteren darauf eingegangen, wie es zu einer Spinakkumulation im Nichtmagneten kommt und wie diese gemessen werden kann. Am Ende dieses Kapitels wird der aktuelle Stand der Forschung in diesem Themenbereich aufgezeigt. Im dritten Kapitel werden die experimentellen Methoden vorgestellt, mit denen die Nanostrukturen hergestellt, charakterisiert und untersucht werden. Kapitel 4 dient als Übersicht und Motivation für die Ergebnisse, die man bei der Messung der Spinakkumulation erwartet. Diese Ergebnisse und deren Diskussion sind in Kapitel 5 vorgestellt. Hierbei wird zunächst auf die Messungen an nanostrukturierten Leiterbahnsystemen eingegangen, die mit Hilfe der "herkömmlichen" EBL hergestellt wurden. Danach wird eine neue Methode der Probenpräparation vorgestellt, mit der die Messung der Spinakkumulation erheblich verbessert werden kann. Es schließt sich die magnetische Charakterisierung der ferromagnetischen Leiterbahnen mit Hilfe von Magnetkraftmikroskopie, Monte Carlo-Simulationen und Magnetowiderstandsmessungen an, bevor im Anschluss daran die Messung der Spinakkumulation in verschiedenen nichtmagnetischen Metallen aufgezeigt und diskutiert wird.

2. Grundlagen

Im Rahmen dieser Arbeit wird der spinabhängige Transport von Elektronen in ferromagnetischen und nichtmagnetischen Nanostrukturen untersucht. Es wird daher im folgenden auf die Mechanismen eingegangen, die den elektronischen Transport beeinflussen. Insbesondere der Elektronenspin, der einen zusätzlichen Freiheitsgrad beim Elektronentransport darstellt, soll hierbei genauer untersucht werden.

2.1 Elektronentransport

2.1.1 Klassische Betrachtung

Der Elektronentransport in Metallen wird in einer einfachen Näherung durch das Modell quasifreier Elektronen beschrieben [14]. Die Wellenfunktion der freien Elektronen muss dabei an das periodische Potential des Kristallgitters angepasst werden. Die Elektronen werden dann als modulierte ebene Blochwellen $\Psi_k(\underline{r}) = u_k(\underline{r})e^{i\underline{k}\cdot\underline{r}}$ beschrieben. $u_k(\underline{r})$ ist der gitterperiodische Modulationsfaktor. Abweichungen von der strengen Periodizität des Gitters sind die Ursache für Elektronenstreuung und für die endliche Leitfähigkeit im Kristallgitter. Man unterscheidet hierbei zwischen inelastischer, temperaturabhängiger Streuung, zum Beispiel an Phononen, und elastischer, temperaturunabhängiger Streuung an Fehlstellen und Fremdatomen. Bei hohen Temperaturen ist der Widerstand im wesentlichen durch die inelastische Streuung gegeben, bei tiefen Temperaturen überwiegt die Störstellenstreuung. In der quasi-klassischen Betrachtung nach Boltzmann wird der Widerstand durch folgende Gleichung beschrieben [14]:

$$\rho = \frac{m_e^*}{n \cdot e^2} \cdot \frac{v_F}{l} \tag{1}$$

 m_e^* ist hier die effektive Elektronenmasse, n die Elektronendichte, e die Elementarladung, v_F die Fermi-Geschwindigkeit und l die mittlere freie Weglänge der Elektronen. Bei tiefen Temperaturen ist der Widerstand durch den temperaturunabhängigen *Restwiderstand* ρ_0 gegeben.

$$\rho_0 = \frac{m_e^*}{n \cdot e^2} \cdot \frac{v_F}{l_e} \tag{2}$$

Die elastische Streulänge l_e ist hierbei von der Konzentration von Störstellen im Metall abhängig. Mit steigender Temperatur wächst der Widerstand aufgrund erhöhter Elektron-Phonon-Wechselwirkung an. Für niedrige Temperaturen wird eine T⁵-Abhängigkeit und für hohe Temperaturen eine lineare Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur gefunden [14].

Mit Hilfe der *Matthiesen'schen Regel* kann der Widerstand in einen temperaturunabhängigen und einen temperaturabhängigen Anteil getrennt werden.

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_{Ph}(T) \tag{3}$$

In dünnen Schichten spielt insbesondere die Streuung von Elektronen an Grenzflächen eine wichtige Rolle. In der *Fuchs-Sontheimer*-Theorie wird dieser zusätzliche Widerstandsbeitrag berücksichtigt [15]. Der elektrische Widerstand einer dünnen Schicht $\rho_{Schicht}$ bezogen auf den Widerstand des ausgedehnten Festkörpers ρ_{FK} ist gegeben durch:

$$\frac{\rho_{Schicht}}{\rho_{FK}} = 1 + \frac{3}{8} \cdot \frac{l_e}{t} (1-p) \quad \text{für} \quad t \gg l_e \tag{4}$$

wobei t die Schichtdicke ist. Der Parameter p beschreibt die Art der Grenzflächenstreuung. Bei rein diffusiver Streuung der Elektronen an den Grenzflächen ist p = 0. Wenn p = 1 ist, findet nur spiegelnde Streuung der Elektronen statt und die Grenzflächenstreuung liefert keinen Beitrag zum Widerstand.

Lorentz-Magnetowiderstand

Die Ursache für den Lorentz-Magnetowiderstand (LMR, engl. Lorentz Magnetoresistance) ist die Ablenkung der Elektronen in einem Metall durch ein äußeres Magnetfeld B. Die bewegten Ladungsträger werden durch die Lorentz-Kraft $\vec{F_L}$ von ihrer sonst geradlinigen Bewegung auf eine Kreisbahn gelenkt.

$$\vec{F_L} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \tag{5}$$

Für die Elektronen erhöht sich somit die zurückgelegte Wegstrecke, wobei sie gleichzeitig nach der mittleren Streuzeit $\tau_e = l_e/v_F$ elastisch an Störstellen gestreut werden, so dass der Widerstand mit zunehmender Magnetfeldstärke ansteigt. Ist das Magnetfeld parallel zur Stromrichtung orientiert, so ist die durch den LMR verursachte Widerstandsänderung vernachlässigbar klein. Ist das Feld senkrecht zum Strom orientiert, so findet man unter der Annahme isotroper Streuung für polykristalline Proben eine quadratische Zunahme des Lorentz-Magnetowiderstandes mit dem Magnetfeld [16]. Der relative Widerstandsanstieg aufgrund des Lorentz-Magnetowiderstandes wird näherungsweise durch das *Kohler*-Gesetz ausgedrückt [16]:

$$\frac{\Delta\rho(B)}{\rho_0} = \left(\frac{e\cdot B}{m_e^*}\cdot\tau_e\right)^2 \propto (r_0 B)^2 \tag{6}$$

 ρ_0 ist hierbei der Widerstand bei B = 0 T. Im Allgemeinen ist die Streuzeit stark anisotrop und von der Fermioberfläche abhängig. Für viel Metalle wird jedoch bei nicht zu großen Magnetfeldern die gleiche Proportionalität von relativer Widerstandsänderung bezüglich B² gefunden. Daraus lässt sich bei bekanntem Restwiderstandsverhältnis $r_0 = \frac{\rho(300K)}{\rho(4,2K)}$ die Größenordnung der Widerstandsänderung abschätzen.

2.1.2 Anisotroper Magnetowiderstand

Im Gegensatz zum klassischen Magnetowiderstand ist der Anisotrope Magnetowiderstand (AMR, engl. Anisotropic Magnetorestistance) nicht direkt von der Richtung des äußeren Magnetfeldes bezüglich der Stromrichtung abhängig, sondern vom Winkel zwischen der Magnetisierung innerhalb der Probe und der Stromrichtung. Der AMR tritt daher vornehmlich in ferromagnetischen Metallen und Legierungen auf. Die Ursache für den AMR ist die Spin-Bahn-Streuung [17]. Die Leitungselektronen besitzen eine größere Streuwahrscheinlichkeit, wenn sie sich parallel zur Richtung der Magnetisierung bewegen, gegenüber dem Fall, dass sie sich senkrecht dazu bewegen. Abbildung 2.1 zeigt den spezifischen Widerstand einer Ni_{0,9942}Co_{0,0058}-Legierung in Abhängigkeit des Magnetfeldes bei 77 K (entnommen aus [17]). Hierbei wurde das Feld parallel zum Strom (ρ_{\parallel}) und senkrecht zum Strom (ρ_{\perp}) angelegt. Die parallele Ausrichtung der magnetischen Momente verursacht den Widerstandsanstieg der ρ_{\parallel} -Kurve. Oberhalb H ≈ 4 kG sind alle magnetischen Momente ausgerichtet, der Widerstand bleibt somit auch für größere Felder nahezu konstant. Der Punkt A markiert den maximalen Widerstand. Ist das Magnetfeld senkrecht zum Strom orientiert, so erkennt man eine deutliche Widerstandsabnahme, da die magnetischen Momente senkrecht zum Strom ausrichtet werden. Der



Abb. 2.1: Longitudinaler und transversaler Magnetowiderstand von $Ni_{0,9942}Co_{0,0058}$ (entnommen aus [17]).

Punkt B zeigt hier den minimalen spezifischen Widerstand an. Der geringe Anstieg des Widerstandes oberhalb H = 5 kG beruht auf dem LMR.

Die Abhängigkeit des Widerstandes vom Winkel α zwischen der Magnetisierung und der Stromrichtung ergibt sich nach [18] zu

$$\rho = \rho_{\perp} + \Delta \rho \cdot \cos^2 \alpha \tag{7}$$

 $\Delta \rho$ ist die aus dem AMR resultierende Widerstandsänderung und ist durch die Differenz aus maximalem und minimalem Widerstand in paralleler bzw. senkrechter Ausrichtung der Magnetisierung bezüglich der Stromrichtung gegeben.

Mit Hilfe von AMR-Messungen ist es möglich, das Ummagnetisierungsverhalten von einzelnen Leiterbahnen zu untersuchen. Abbildung 2.2 zeigt exemplarisch im oberen Bild eine mit einem SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) gemessene Magnetisierung eines Kobalt-Leiterbahnarrays in Abhängigkeit des Magnetfeldes bei T = 5 K, wobei die einzelnen Leiterbahnen eine Breite von 550 nm besitzen. Das Magnetfeld ist hierbei parallel zu den Leiterbahnen orientiert. Es zeigt sich eine sehr steile M(B)-Hysteresekurve, da die Leiterbahnen aufgrund ihrer geringen Leiterbahnbreite im quasi-eindomänigen Zustand vorliegen. Im unteren Bild von Abbildung 2.2 ist zum Vergleich der longitudinale Magnetowiderstand bei T = 4,2 K einer vergleichbar breiten Kobalt-Leiterbahn (w = 634 nm) dargestellt. Ausgehend von der Sättigung



Abb. 2.2: Oben: Mit dem SQUID gemessene Magnetisierung eines Kobalt-Leiterbahnarrays in Abhängigkeit des äußeren Magnetfeldes bei T = 5 K. Die Breite einer Leiterbahn beträgt 550 nm. Unten: Longitudinaler Magnetowiderstand einer 634 nm breiten Leiterbahn, gemessen bei T = 4,2 K (entnommen aus [19]).

der Leiterbahn im hohen Magnetfeld, erkennt man eine Abnahme des Widerstandes bei Anlegen eines geringen Gegenfeldes. Hierbei bilden sich innerhalb der Leiterbahn transversale Komponenten der Magnetisierung, die aufgrund des AMR zu einer Verringerung des Widerstandes führen [20]. Gleichzeitig bilden sich bevorzugt an den Enden der Leiterbahn landau-artige Domänenstrukturen. Bei einer kritischen Feldstärke B_c lösen sich die Domänen von den Leiterbahnenden, laufen durch die Leiterbahn und magnetisieren diese dabei um [21]. Der Widerstand steigt sprunghaft auf den ursprünglichen Wert, da nach der Ummagnetisierung keine transversalen Komponenten in der Leiterbahn vorhanden sind. Man kann aus den beiden Abbildungen deutlich erkennen, dass die kritische Feldstärke, bei der sich die Domänen von den Leiterbahnenden lösen, dem Koerzitivfeld der Leiterbahn entspricht. Mit Hilfe von Magnetowiderstandsmessungen kann somit das Ummagnetisierungsverhalten einzelner Leiterbahnen untersucht werden.

2.1.3 Riesenmagnetowiderstand

Die ersten Experimente zur Untersuchung des Riesenmagnetowiderstandes (GMR, engl. Giant Magnetoresistance) wurden von Baibich et al. durchgeführt [1]. Hierbei wurde der Widerstand an Viellagenschichtstrukturen - bestehend aus ferromagnetischen und nichtmagnetischen Schichten - untersucht, wobei die Magnetisierungen der ferromagnetischen Schichten im Grundzustand infolge der Zwischenlagenaustauschkopplung antiparallel orientiert ist [22]. Der GMR kann in der sogenannten CIP-Geometrie (current in plane) oder in der CPP-Geometrie (current perpendicular to plane) gemessen werden. Beide Geometrien sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Der Strom fließt in der CIP-Geometrie parallel zu den Schichten und in der CPP-Geometrie senkrecht dazu. Wird ein äußeres Magnetfeld parallel zu den Schichten angelegt, so verändert sich die relative Orientierung der magnetischen Momente der Schichten und der Widerstand nimmt ab. Der Widerstand ist minimal, wenn die Magnetisierungen parallel ausgerichtet sind. Der Riesenmagnetowiderstand weist im Vergleich zu anderen Magnetowiderstandseffekten eine besonders große relative Widerstandsänderung auf ($\frac{\Delta R}{R}$ |_{GMR} = 10% - 50%). Die Widerstandsänderung beim AMR beträgt im Vergleich dazu nur etwa $\frac{\Delta R}{R}|_{AMR} = 1\% - 4\%$. Mit der Hilfe des Mott'schen Zwei-Strom-Modells kann der GMR wie folgt erklärt werden [3]: Geht man davon aus, dass die Spindiffusionslänge sehr viel größer als die elastische Streulänge ist (dass somit in erster Näherung nur spin-erhaltende Streuung auftritt), so kann die Bewegung der Elektronen in einen Strom aus Majoritätselektronen



Abb. 2.3: Schematische Darstellung der CIP- und der CPP-Geometrie zur Messung des Riesenmagnetowiderstandes an Viellagenschichten, bestehend aus ferromagnetischen (F) und nichtmagnetischen (N) Einzellagen.

und einen Strom aus Minoritätselektronen unterteilt werden. Die Majoritätselektronen besitzen eine Spinorientierung in Richtung der Magnetisierung und die Minoritätselektronen eine Spinorientierung entgegen der Magnetisierung. In einer Viellagenschicht mit paralleler Orientierung der Magnetisierung ist der Widerstand für die Majoritätselektronen gering, wohingegen die Minoritätselektronen an der Grenzfläche von Nichtmagneten zum Ferromagneten und im Ferromagneten stark gestreut werden. Der Gesamtwiderstand wird maßgeblich durch die Minoritätselektronen bestimmt. Bei antiparalleler Orientierung der Magnetisierung folgt sowohl für die Majoritätselektronen als auch für die Minoritätselektronen ein großer Widerstand. Die Widerstandsänderung in der CIP-Geometrie entsteht ebenfalls durch die spin-abhängige Streuung an Grenzflächen. In einem einfachen Modell wird angenommen, dass sich ein geringer Anteil des Stromes senkrecht zu den Schichten bewegt und wie bei der CPP-Geometrie an der Grenzfläche vom Nichtmagneten zum Ferromagneten gestreut wird [23]. Mit diesem einfachen Modell ist leicht ersichtlich, dass der GMR in der CIP-Geometrie wesentlich geringer als in der CPP-Geometrie ist [24].

2.2 Spinpolarisierter Transport

Die Entstehung eines polarisierten Stromes kann mit dem Zwei-Strom-Modell nach Mott erklärt werden [3]. Abbildung 2.4 zeigt schematisch die Zustandsdichte eines Ferromagneten, aufgetragen in zwei Subbändern für die Majoritätsladungsträger mit der Zustandsdichte N_{\uparrow} und für die Minoritätsladungsträger mit der Zustandsdichte N_{\downarrow} . Im Gegensatz zum hybridisierten sp-Band, das hier spin-entartet vorliegt, ist das 3d-Band aufgrund der Austauschwechselwirkung spin-aufgespalten. Die Austauschaufspaltung bewirkt, dass an der Fermikante die Zustandsdichte der Majoritätselektronen sehr viel kleiner als die Zustandsdichte der Minoritätselektronen ist. Der elektrische Strom in 3d-Übergangsmetallen wird im wesentlichen durch Elektronen getragen, die sich im sp-Band befinden, da diese eine sehr viel geringere effektive Masse und somit eine höhere Beweglichkeit als die Elektronen des 3d-Bandes besitzen [18]. Die Streuung der sp-Elektronen in das d-Band ist der dominierende Streumechanismus beim Elektronentransport. Die Streuwahrscheinlichkeit und somit der Widerstand ist abhängig von der Anzahl der



Abb. 2.4: Schematische Darstellung der Zustandsdichte N(E) eines Ferromagneten. Das hybridisierte sp-Band ist spin-entartet, das d-Band ist aufgrund der Austauschwechselwirkung spin-aufgespalten. An der Fermikante ist die Zustandsdichte für die Minoritätselektronen sehr viel größer als für die Majoritätselektronen $(N_{\downarrow} \gg N_{\uparrow})$.

unbesetzten Zustände im d-Band.

$$\rho = \frac{m^*}{n \cdot e^2} \cdot \frac{1}{\tau} \propto N_d(E_F) \tag{8}$$

Unter der Annahme spin-erhaltender Streuung, was bei dominierender Elektronen-Phononen-Streuung oder Streuung an nichtmagnetische Störstellen gerechtfertigt ist, können die Majoritätselektronen des sp-Bandes nur in freie d-Zustände des Subbandes der Majoritätselektronen (N_{\uparrow}) streuen und die Minoritätselektronen streuen nur in freie d-Zustände des Subbandes der Minoritätselektronen (N_{\downarrow}) . Durch die Verschiebung der Subbänder ist die Anzahl freier d-Zustände für die Majoritätselektronen und die Minoritätselektronen verschieden. Die daraus folgende anisotrope Streuwahrscheinlichkeit führt zu unterschiedlichen spezifischen Widerständen $\rho_{\uparrow} \ll \rho_{\downarrow}$ für die Elektronen der verschiedenen Spinrichtungen. In einem Ferromagneten kommt es somit zu einer Ausbildung eines spinpolarisierten Stromes.

Aufgrund der großen Zustandsdichte des d-Bandes resultiert eine große Streuwahrscheinlichkeit. Aus diesem Grund ist die Spindiffusionslänge in Ferromagneten besonders klein. In Permalloy wird eine Spindiffusionslänge von $l_S^{Py} = 4,5$ nm bei T = 4,2 K gefunden [25]. Die Streulänge in Kobalt beträgt bei T = 4,2 K $l_S^{Co} = 60 \text{ nm} [26].$

Als direkter Nachweis für den spinpolarisierten Strom im Ferromagneten dient unter anderem die sogenannte stromgetriebene Domänenwandverschiebung [4,27,28]. Hierbei wird eine Domänenwand zunächst zum Beispiel an einer Engstelle der Leiterbahn festgehalten. Trifft ein spinpolarisierter Strom auf die Domänenwand, so wechselwirken die Elektronen des Stromes mit den magnetischen Momenten in der Domänenwand. Dabei verändert sich die Spin-Richtung der stromführenden Elektronen und gleichzeitig findet ein Spintransfer auf die magnetischen Momente in der Domänenwand statt, wodurch ein Drehmoment auf die Momente wirkt und die Domänenwand verschoben wird [29]. Die Verschiebung der Domänenwand kann zum Beispiel mit einem Magnetkraftmikroskop (MFM) sichtbar gemacht werden. Die Domänenwandverschiebung ist durch einen spin-entarteten Strom nicht möglich, da netto kein Spintransfer stattfindet.

2.3 Spininjektion und -akkumulation

Abbildung 2.5 zeigt schematisch ein spin-aufgespaltenes 3d-Band eines Ferromagneten (F) und ein spin-entartetes Band eines Nichtmagneten (N). Hier soll für den Ferromagneten idealisiert angenommen werden, dass ein Subband vollständig besetzt ist,



Abb. 2.5: Schematische Darstellung des 3d-Bandes eines Ferromagneten (F) und des s-Bandes eines Nichtmagneten (N).

wohingegen das andere Subband nur teilweise besetzt ist. Die Zustandsdichte des nichtmagnetischen Metalls entspricht - in einer sehr vereinfachten Annahme - der des freien Elektronengases.

Abbildung 2.6 zeigt den Einfluss eines eingeprägten Stromes. Bringt man beide Metalle zusammen und legt eine Spannung U zwischen Ferromagnet und Nichtmagnet an, so fließt ein Strom vom Ferromagneten in den Nichtmagneten. Da zum Stromfluss nur Elektronen nahe der Fermienergie beitragen, besteht der Strom nur aus Elektronen einer Spinsorte. Mit jedem Elektron ist auch ein magnetisches Moment μ_B verbunden. Daher ist mit einem Elektronenstrom I_e auch ein sogenannter *Magnetisierungsstrom* I_M verknüpft [6], für den gilt:

$$I_M = \frac{\mu_B \cdot I_e}{e} \tag{9}$$

Der Magnetisierungsstrom aus dem Ferromagneten setzt sich in der nichtmagnetischen Region fort und verursacht dort eine sogenannte *Nichtgleichgewichtsmagnetisierung* δ M. Man spricht hierbei auch von einer *Spinakkumulation* im Nichtmagneten. Im Rahmen dieses Modells wird angenommen, dass der Widerstand der Grenzschicht ver-



Abb. 2.6: Schematische Darstellung der Spininjektion. Der Elektronenstrom I_e fließt von Ferromagneten (F) in ein nichtmagnetisches Metall (N) (a). (b) zeigt schematisch die Zustandsdichte des Ferromagneten und des Nichtmagneten. Der polarisierte Strom aus F bewirkt eine Nichtgleichgewichtsmagnetisierung δM .

nachlässigbar ist [10]. Die räumliche Ausdehnung von δM wird durch die Spindiffusionslänge $l_S = \sqrt{D\tau_S}$ bestimmt. Hierbei ist D die Diffusionskonstante und τ_S die Spin-Relaxationszeit. Die Zustandsdichte für den stationären Fall ist in Abbildung 2.6 b) schematisch dargestellt. Im Ferromagneten bedingt die angelegte Spannung einen polarisierten Strom aus dem ferromagnetischen Bereich in den Nichtmagneten, der das chemische Potential μ eines der beiden Subbänder vergrößert (hier das chemische Potential des anderen Subbandes, dass aus Gründen der Ladungserhaltung entleert wird. Die Größe der Aufspaltung zwischen den Subbändern entspricht der Nichtgleichgewichtsmagnetisierung $\delta M \propto \mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$ und ist ein Maß für den Polarisationsgrad des Stromes.

2.3.1 Messung der Spinakkumulation

a)

Der erste experimentelle Nachweis der Spinakkumulation gelang Johnson und Sils-



Abb. 2.7: Schematische Darstellung der Probengeometrie zur Messung der Spinakkumulation (a) und der Zustandsdichte der Ferromagneten und des Nichtmagneten für parallele und antiparallele Anordnung Py-Kontakte (b).

bee [10]. Als nichtmagnetisches Material diente ein Aluminiumstab (Al), auf den mit Hilfe von Elektronenstrahlverdampfung zwei Kontakte aus Permalloy (Py1, Py2) aufgebracht wurden. Der Messaufbau ist schematisch in Abbildung 2.7 a) gezeigt. Über den ersten Kontakt wird der polarisierte Strom in den Aluminiumstab eingeprägt. Die Spinakkumulation ist messbar, indem zwischen dem Aluminiumstab und dem zweiten Permalloy-Kontakt die Spannung abgegriffen wird. Abbildung 2.7 b) zeigt schematisch die Zustandsdichte der zwei ferromagnetischen Kontakte (hier nur das 3d-Band) und der nichtmagnetischen Zwischenschicht. Im ersten Fall ist die Magnetisierung der Ferromagneten parallel ausgerichtet. Beide Subbänder werden energisch angehoben, so dass das chemische Potential μ_{\uparrow} des Spin-up-Subbandes von Py2 auf das Niveau von Aluminium steigt und eine Spannung U ist messbar ist. In diesem sehr vereinfachten Beispiel wird angenommen, dass kein Stromfluss zwischen dem Aluminium und Py2 auftritt, da Py2 nicht geerdet ist. Ist die Magnetisierung von Py1 und Py2 antiparallel, so sinkt das chemische Potential μ_{\downarrow} der Spin-down-Elektronen von Py2 auf das Niveau von Aluminium und eine negative Spannung ist messbar. Für andere Orientierungen der Magnetisierungen von Py1 und Py2 als parallel und antiparallel variiert die Spannung mit dem Winkel θ zwischen den beiden Magnetisierungen gemäß:

$$U \propto I_e \cdot \cos(\theta) \tag{10}$$

Lokale und nichtlokale Messung

Die durch die Spinakkumulation entstehende Spannung kann sowohl lokal als auch nichtlokal gemessen werden. Der Unterschied zwischen beiden Geometrien ist schematisch in Abbildung 2.8 gezeigt. Zwei ferromagnetische Leiterbahnen F1 und F2 mit unterschiedlichen Breiten sind durch eine kreuzartige Struktur aus einem nichtmagnetischen Metall N miteinander verbunden. Die Geometrie entspricht der von Johnson [30] und Jedema et al. [7] benutzten Anordnung, bei der der spinpolarisierte Strom in einen Nichtmagneten mit möglichst geringem Volumen eingeprägt wird, um damit die Spinakkumulation zu vergrößern. Auf der linken Seite von Abbildung 2.8 ist schematisch die lokale Messgeometrie dargestellt. Der Strom wird in den Ferromagneten F1 eingeprägt, fließt durch den Nichtmagneten und verlässt die Struktur über den zweiten Ferromagne-



Abb. 2.8: Schematische Darstellung der lokalen und nichtlokalen Messung der Spinakkumulation. Die beiden ferromagnetischen Leiterbahnen (F1, F2) werden durch nichtmagnetische Leiterbahnen (N) miteinander verbunden.

ten F2. Über den beiden ferromagnetischen Kontakten wird die Spannung abgegriffen. In der nichtlokalen Geometrie wird der Strom in die erste ferromagnetische Elektrode eingeprägt und verlässt die Struktur über den Nichtmagneten. Hier greift man die Spannung zwischen der zweiten Elektrode und dem Nichtmagneten ab. Die nichtlokale Messmethode hat den Vorteil, dass zusätzliche Magnetowiderstandsbeiträge, wie zum Beispiel der AMR zu vernachlässigen sind, da hier der Spannungskreis vom Stromkreis getrennt ist. Der in der Injektorelektrode (F1) auftretende Magnetowiderstand beeinflusst nicht die Spannungsmessung, da hier kein Strom fließt. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Spinakkumulation ausschließlich nichtlokal gemessen.

Die entstehende Spannung ist abhängig von der Anzahl der in den Nichtmagneten eingeprägten Elektronen. Die gemessene Spannung wird daher auf den eingeprägten Strom bezogen und man definiert einen Widerstand [7,30]:

$$R_S = \frac{U}{I} = P_{int}^2 \cdot \frac{l_S^N}{\sigma_N A} \cdot exp(-L/2l_S^N)$$
(11)

A ist hierbei die Querschnittsfläche des Nichtmagneten N, in den der polarisierte Strom eingeprägt wird, σ_N ist die Leitfähigkeit des Nichtmagneten und L ist der Abstand der beiden ferromagnetischen Elektroden. Der Parameter P_{int} beschreibt den Transport des spinpolarisierten Stromes vom Ferromagneten in den Nichtmagneten und hängt von der Beschaffenheit der Grenzfläche zwischen F1 und N ab. Im Rahmen dieser Arbeit wird P_{int} als Polarisation der Grenzschicht bezeichnet. Der hohe Widerstand der Grenzfläche bewirkt, dass nur ein Bruchteil des polarisierten Stromes des Ferromagneten (Polarisationsgrad $P_{F1} \approx 50\%$) in den Nichtmagneten ($P_N \approx 1\%$) gelangt. Für eine genaue Rechnung wird auf [31] verwiesen. Es sei bemerkt, dass R_S nur formal einem Widerstand entspricht, da hier nicht die Spannung über einem stromdurchflossenen Abschnitt der Leiterbahn gemessen wird.

2.3.2 Spinrelaxation

Die Messung der Spinakkumulation ist ein einfaches Instrument zur Bestimmung der Spin-Relaxationszeit τ_S bzw. der Spindiffusionslänge l_S bei kleinen Magnetfeldern. Die Spinrelaxationszeit $\tau_{\uparrow\downarrow}$ ist die mittlere Zeit, um ein Elektron mit Spin-up in ein Elektron mit Spin-down zu streuen und $\tau_{\downarrow\uparrow}$ für den umgekehrten Prozess. Betrachtet man ein Reservoir mit N_{\uparrow} Spin-Up Elektronen und N_{\downarrow} Spin-Down Elektronen, so ist leicht einzusehen, dass ein Ungleichgewicht zwischen den Elektronenkonzentrationen ein Ungleichgewicht in den Spinrelaxationszeiten bewirkt. Es gilt: $N_{\uparrow}/\tau_{\uparrow\downarrow} = N_{\downarrow}/\tau_{\downarrow\uparrow}$ [31]. Im Gleichgewicht findet daher netto keine Spin-Streuung statt. Da somit die Wahrscheinlichkeit für einen Spin-Umklappprozess wesentlich kleiner als für einen elastischen Streuprozess ist, kann der Elektronentransport in einem Modell zweier vollständig polarisierter Ströme betrachtet werden (Mott'sches Zwei-Strom-Modell [3]). Der Einfluss des Spin-Umklappprozesses auf die Spinakkumulation ($\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$) kann dabei durch folgende (eindimensionale) Gleichung beschrieben werden [32]:

$$D\frac{\partial^2(\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow})}{\partial x^2} = \frac{(\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow})}{\tau_S}$$
(12)

D ist die mittlere Diffusionskonstante. Die Spin-Relaxationszeit ist gegeben durch $1/\tau_S = 1/\tau_{\uparrow\downarrow} + 1/\tau_{\downarrow\uparrow}$ und gibt eine Zeitskala an, auf der die Spinakkumulation abklingt. Als Lösung dieser Gleichung erhält man mit $l_S = \sqrt{D\tau_S}$ einen vereinfachten Ausdruck für die chemischen Potentiale:

$$\mu_{\uparrow\downarrow} \approx \mu_{\uparrow\downarrow}(0) \exp(-x/l_S) \tag{13}$$

 $\mu_{\uparrow\downarrow}(0)$ ist ein Parameter und von der Nichtgleichgewichtsmagnetisierung, die in den Nichtmagneten eingebracht wird, abhängig. Für eine ausführliche Rechnung sei auf [31,32] verwiesen.

Gleichung (13) verdeutlicht, dass das durch die Spinakkumulation verursachte Ungleichgewicht der chemischen Potentiale für Spin-Up- und Spin-Down-Subband exponentiell im Außenraum abfällt. Das Ungleichgewicht ist am Ort seiner Entstehung, dem Übergang zwischen Ferromagnet und Nichtmagnet, am größten.

2.4 Stand der Forschung

Vertikale Schichtstrukturen, auf die im Kapitel 2.1.3 eingegangen wurde, sind noch immer von besonderem Interesse in der Untersuchung des spinabhängigen Transportes. Die von Baibich et al. [1] untersuchte Eisen/Chrom-Viellagenstruktur zeigt bei T = 4,2 K einen GMR von 79% (20% bei Zimmertemperatur). Jedoch sind hierbei sehr große Felder von über 2 T nötig, um die antiferromagnetische Kopplung zwischen den Schichten aufzuheben. Eine parallele bzw. antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung zweier benachbarter Schichten kann auch mit sehr viel kleineren Magnetfeldstärken erreicht werden. Zum einen werden die ferromagnetischen Schichten so modifiziert, dass sie unterschiedliche Koerzitivfelder besitzen, zum Beispiel durch die Wahl von unterschiedlichen Materialien [30,33] oder durch Aufbringen zweier ferromagnetischer Schichten mit unterschiedlicher Dicke [7,10,34,36]. Zum anderen wird die Austausch-Anisotropie zwischen einem Ferromagneten und einem angrenzenden Antiferromagneten dazu benutzt, die Magnetisierung einer Schicht zu fixieren (engl. *pinning*) und so eine antiparallele Ausrichtung der ferromagnetischen Schichten zu erreichen [35]. Die Untersuchungen werden oft an sogenannten "Trilayer", also vertikalen Schichtstrukturen, bestehend aus zwei Ferromagneten (F1, F2), die durch eine nichtmagnetische Schicht (N) voneinander getrennt sind, durchgeführt. Eine sogenannte "Pseudo Spin-Valve"-Geometrie und das zugehörige Widerstandsverhalten in Abhängigkeit des äußeren Magnetfeldes ist schematisch in Abbildung 2.9 gezeigt. Der Widerstand wird in der CPP-Geometrie gemessen. Die beiden ferromagnetischen Schichten besitzen verschiedene Schichtdicken und somit unterschiedliche Koerzitivfelder $B_{c1,2}$. Im Grundzustand ist die Magnetisierung



Abb. 2.9: (a): Schematische Darstellung eines "Pseudo Spin-Valve", einer vertikalen Schichtstruktur aus Ferromagnet, Nichtmagnet und Ferromagnet (F/N/F), die zum Beispiel mit Gold kontaktiert wird. Zugehöriges Widerstandsverhalten in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfeldes (b).

der Schichten parallel orientiert. Legt man ein Magnetfeld in der Ebene an, magnetisiert die dicke ferromagnetische Schicht zuerst um, da ihr Koerzitivfeld aufgrund der Formanisotropie kleiner ist. Durch die antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung nimmt nach dem GMR der Widerstand zu. Bei B_{c2} magnetisiert die dünne Schicht um und die parallele Orientierung der Magnetisierungen bewirkt eine Widerstandsabnahme auf den ursprünglichen Wert. Die spinabhängige Streuung der Elektronen findet an der Grenzfläche zwischen Ferromagnet und Nichtmagnet statt. In der beschriebenen Trilayer-Struktur stehen nur zwei Grenzflächen für die Spin-Streuung zur Verfügung. Aus diesem Grund ist hier die Widerstandsänderung ($\Delta R/R \approx 1\%$) sehr viel geringer als in einer Viellagenstruktur [26].

Die oben beschriebene "Trilayer"-Struktur kann auch für die Untersuchung benutzt werden, wie ein spinpolarisierter Strom und ein magnetisches Moment miteinander wechselwirken. Dieses ist momentan ein Schwerpunkt der Forschung. In Kapitel 2.2 wurde gezeigt, wie ein spinpolarisierter Strom die Richtung eines magnetischen Moments durch einen Spintransfer verändert. Prägt man in die "Trilayer"-Struktur einen Strom ein, wird dieser durch den Ferromagneten polarisiert. Trifft der Strom auf die zweite ferromagnetische Schicht, wird die Magnetisierung dieser Schicht gedreht. Die Konfiguration der Magnetisierung in der Struktur kann über den GMR gemessen werden. Für die Drehung der Magnetisierung einer Schicht sind jedoch sehr hohe Stromdichten im Bereich von $10^7 - 10^8$ A/cm² nötig [9,36–38]. In Abbildung 2.10 ist der *stromgetrie*-



Abb. 2.10: Darstellung eines stromgetriebenen Ummagnetisierungsprozess in einer F/N/F-"Trilayer"-Struktur bei Zimmertemperatur, nach [39]. Die relative Orientierung der Magnetisierungen der ferromagnetischen Schichten ist über den GMR messbar. Ein großer Widerstand entspricht antiparalleler und ein kleiner paralleler Orientierung. Im rechten Bild ist die Probenstruktur und die Stromrichtung skizziert.

bene Ummagnetisierungsprozess an einer Trilayer-Struktur aus Kobalt/Kupfer/Kobalt dargestellt. Der GMR ist hier als differentieller Widerstand dV/dI über dem Strom bei Zimmertemperatur aufgetragen. Die Stromrichtung ist im rechten Bild skizziert. Ausgehend von der antiparallelen Orientierung der Magnetisierungen verursacht der (negative) spinpolarisierte Strom ein Ummagnetisieren der dünnen ferromagnetischen Schicht, womit eine Abnahme des Widerstandes verbunden ist. Der Anstieg des Widerstandes zu größeren (negativen) Stromstärken hin ist auf verstärkte Elektron-Magnonund Elektron-Phonon-Streuung zurückzuführen. Wird der Strom umgepolt, ist ein starker Widerstandsanstieg zu erkennen, wenn sich die beiden ferromagnetischen Schichten antiparallel ausrichten. Das Ummagnetisieren von der parallelen zur antiparallelen Ausrichtung der Magnetisierungen wird durch die Rückstreuung der Minoritätselektronen an der Grenzfläche der dicken Kobalt-Schicht verursacht. Für eine ausführliche Beschreibung der Messung sei auf [39] verwiesen.

Die räumliche Ausbreitung der Spinakkumulation kann an vertikalen Strukturen nur schwer untersucht werden. Hier bieten sich laterale Geometrien nach dem Vorbild von Johnson an. Die grundlegende Geometrie hat sich bisher im wesentlichen nicht verändert (s. nichtlokale Geometrie in Abb. 2.8). Zwei *eindomänige* ferromagnetische Leiterbahnen werden durch eine nichtmagnetische Leiterbahn verbunden. Ein Strom wird in die ferromagnetische Leiterbahn eingeprägt und polarisiert. Beim Eintritt in den Nichtmagneten bewirkt er eine Spinakkumulation, die als Spannung zwischen dem Nichtmagneten und der zweiten Leiterbahn messbar ist. Der gemessene Widerstand ist gegenüber der vertikalen Strukturierung um einige Größenordnungen kleiner (bei $T = 4,2 \text{ K}: \Delta R/R \simeq 0, 1\% - 1\%$) [31]. Johnson verwendete bei seinen ersten Messungen als nichtmagnetisches Material eine einkristalline Aluminium-Probe. Aus diesem Grund war es ihm möglich, die Spinakkumulation in einer Entfernung von 50 μ m zu messen [10]. Bei der Verwendung von polykristallinen dünnen Schichten und Nanodrähten werden die Elektronen an den Korngrenzen gestreut und die Spinakkumulation ist nur noch auf einer Längenskala von einigen hundert Nanometern messbar. Untersuchungen an anderen Systemen haben gezeigt, dass die Spinakkumulation durch Tunnelbarrieren zwischen dem Ferromagneten und den Nichtmagneten vergrößert werden kann [11]. Tabelle 2.1 zeigt die Spindiffusionslänge in nichtmagnetischen Materialien, die oft für die Untersuchung der Spinakkumulation verwendet werden.

Material	Spindiffusionslänge l_S (4,2 K)	Spindiffusionslänge l_S (ZT)
Au [40]	$(80 \pm 50) \text{ nm}$	-
Ag [40]	$(400 \pm 200) \text{ nm}$	-
Al [31]	$(1200 \pm 200) \text{ nm}$	$(600 \pm 50) \text{ nm}$
Cu [7]	$(1000 \pm 200) \text{ nm}$	$(350 \pm 50) \text{ nm}$

Tab. 2.1: Spindiffusionslänge nichtmagnetischer Metalle bei T = 4,2 K und Zimmertemperatur (ZT).

3. Experimentelles

3.1 Probenpräparation

Die in dieser Arbeit untersuchten Leiterbahnstrukturen werden mit Hilfe von hochauflösender Elektronenstrahllithografie (EBL, engl. Electron Beam Lithography) hergestellt. Der Vorteil dieser Technik besteht in der Variabilität und Flexibilität, mit der Leiterbahnen - bestehend aus beliebigen Metallen mit Breiten bis hinab zu 30 nm - in beliebiger Geometrie und Schichtdicke hergestellt werden können. Als Substrat dienen hierbei (100)-orientierte Galliumarsenid-Substrate (GaAs), die mit Tellur dotiert sind. Die durch die Dotierung verursachte Restleitfähigkeit verhindert die elektrostatische Aufladung der Probe, die zur Zerstörung der Strukturen führen könnte. Die Abmessungen der Substrate betragen 3,95 mm × 3,95 mm × 0,525 mm.

Abbildung 3.1 zeigt die einzelnen Prozessschritte, die im Rahmen der Elektronenstrahllithografie nötig sind. Der gesamte Vorgang wird unter Reinraumbedingungen durchgeführt, um Verunreinigungen der Probe zu vermeiden. In einem ersten Schritt reinigt man das GaAs-Substrat in einem Aceton-Ultraschallbad. Anschließend wird ein Tropfen eines auf Elektronen empfindlichen Lacks auf das Substrat aufgebracht und bei typischerweise 6000 U/min für 30 Sekunden geschleudert (sogenannter Spin-On), so dass sich der Lack gleichmäßig auf der Oberfläche verteilt (Abb. 3.1 a). Bei dem Lack handelt es sich um PMMA-Fotolack (Polymethylmethacrylat) des Typs 200k mit einem Feststoffanteil von 4%. Das Substrat tempert man danach bei 150° C für 10 Minuten auf einer Heizplatte um reproduzierbare Lackeigenschaften zu erhalten. Nach dem Abkühlen wird in einem zweitem Schritt ein weiterer PMMA-Lack des Typs 950k mit einem Feststoffanteil von 1% aufgeschleudert und für 5 Minuten getempert (Abb. 3.1 b). Die Parameter, wie zum Beispiel die Schleudergeschwindigkeit, Temperzeit und -temperatur wurden im Rahmen einer vorangegangenen Diplomarbeit ermittelt [41]. Die zweite Lackschicht ist aufgrund der längeren Molekülketten bei der nachfolgenden Belichtung durch den Elektronenstrahl unempfindlicher als die erste Lackschicht. Damit ist es möglich, ein gewünschtes unterkehliges Lackprofil (Abb. 3.1 d) zu erzielen. Dieser sogenannte "undercut" ist für die Herstellung von Leiterbahnen mit minimalen Abmessungen unumgäng-



Abb. 3.1: Schematische Darstellung der Elektronenstrahllithografie: a) Aufschleudern des ersten PMMA-Lackes, b) Aufbringen der zweiten Lackschicht, c) Belichten des Doppellackes mit dem Elektronenstrahl, d) Entwickeln der belichteten Struktur, e) Bedampfen der Lackmaske, f) Ablösen der Lackschicht (Lift-off), g) fertiggestellte Struktur

lich. Der entstandene Doppellack besitzt eine Schichtdicke von 170 nm. Für besondere Herstellungsverfahren, auf die in Kapitel 5.2.1 eingegangen wird, werden auch andere Lacke benutzt. Mit besonders dicken Lacken des Typs 600k mit 7% und 9% Feststoffanteil ist es möglich, das unterkehlige Lackprofil noch zu vergrößern [42]. Beide Lacke werden üblicherweise mit 10000 U/Min für 30 Sekunden aufgeschleudert und danach bei 150° C für 10 Minuten getempert.

In einem Rasterelektronenmikroskop (SEM, engl. Scanning Electron Microscope) der Firma Leo wird der Lack bei einer Beschleunigungsspannung von U = 20 kV und einem

Elektronenstrom von üblicherweise I = 30 pA belichtet (Abb. 3.1 c). Eine an das Elektronenmikroskop angeschlossene Schreibeinheit der Firma Raith (Software: Elphy Plus) steuert den Elektronenstrahl über Ablenkspulen und schaltet den sogenannten "Beam-Blanker", mit dem der Elektronenstrahl von der Probe abgeblendet werden kann. Mit dem Programm erstellt man ein Layout, in welchem vorgegeben wird, welche Bereiche der Probe belichtet werden sollen. Zusätzlich kann die Belichtungsdosis für jede Position auf der Probe angegeben werden. Beim Belichten werden durch Vorwärtsstreuung der Elektronen im Lack und durch Rückwärtsstreuung der Elektronen aus dem Substrat die langen Polymerketten des Lackes aufgespalten und bewirken so eine erhöhte Löslichkeit im anschließenden Entwicklerbad an den belichteten Stellen. Der Entwickler des Typs AR600-56 ist eine Lösung aus Methylisobutylketon (MIBK) und Isopropanol (IPA) und löst die belichteten Stellen aus der Lackschicht (Abb. 3.1 d). Ein Stopper des Typs AR600-60 unterbricht nach 2 Minuten diesen Entwicklungsprozess.

Die Lackmaske wird im Anschluss im Ultrahochvakuum (Basisdruck $p_B = 8 \cdot 10^{-9}$ mbar) mit Metall bedampft (Abb. 3.1 e). Hierfür stehen verschiedene Metalle zur Verfügung. Im letzten Schritt wird die Probe, wie in Abb. 3.1 f) gezeigt, für den sogenannten "Liftoff" in 80° C heißes Aceton gelegt. Das Aceton bewirkt, dass sich der Lack auflöst und sich somit die Lackmaske mit dem darauf befindlichem Metall ablöst. Die gewünschte Metallstruktur bleibt auf dem Substrat zurück (Abb. 3.1 g).

3.1.1 Bedampfungsverfahren

Die hier verwendete Aufdampfanlage wurde im Rahmen einer Dissertation aufgebaut und ausführlich beschrieben [43]. Daher wird im folgenden auf die wesentlichen, für die später beschriebenen Aufdampfprozesse benötigten Eigenschaften eingegangen. In der Aufdampfanlage können magnetische Metalle wie Kobalt, Eisen oder Nickel und nichtmagnetische Metalle wie Platin, Kupfer, Gold und Aluminium aufgedampft werden. Abbildung 3.2 zeigt den Rezipienten der Aufdampfanlage im Querschnitt. Zum Ausheizen der Anlage dienen acht Quarz-Halogenstrahler, die im oberen Bereich des Rezipienten angebracht sind. Vor Beginn des Bedampfens wird der LN_2 -Tank und die Quellenabschirmung mit Stickstoff gefüllt, um den Druck während des Aufdampfens zu



Abb. 3.2: Rezipient der Aufdampfanlage, nach [43]

stabilisieren und zu verbessern. Die zu bedampfenden Proben befinden sich in einem achtfach unterteilten Probenhalter, der am oberen Teil des Rezipienten montiert ist. Durch Drehen des Probenhalters kann jede der Proben durch eine Aussparung im Abschirmblech mit unterschiedlichen Materialien bedampft werden. Es ist somit möglich, acht verschiedene Schichten aufzudampfen, ohne die Anlage zu öffnen. Die Aufdampfanlage ist mit zwei getrennt ansteuerbaren Elektronenstrahlverdampfern ausgestattet, die Platz für je vier Schiebetiegel bieten.

In der Abbildung ist zu erkennen, dass die Proben unter einem Winkel von 7,5° zur Flächennormalen bedampft werden. Die verwendeten Aufdampfmaterialien sind von be-

sonderes hoher Reinheit (> 99,995%). Mit der Elektronenstrahlverdampfung werden Aufdampfraten von 0, 6 - 0, 8 Å/s erzielt. Die Schichtdicke wird über die gleichzeitige Bedampfung zweier Schwingquarze kontrolliert. Die Aufdampfanlage wird regelmäßig mit Hilfe von AFM-Messungen an Referenzschichten kalibriert. Somit können Schichten mit einer Genauigkeit von 5% der Schichtdicke aufgedampft werden.

Gold-Kontaktpads werden unter Hochvakuumbedingungen ($p \sim 10^{-6}$ mbar) in einer anderen Aufdampfanlage durch Verdampfen aus einer stromdurchflossenen Wendel aufgedampft. Die aufgedampften Schichtdicken liegen im Bereich zwischen 5 nm und 60 nm.

3.1.2 Beispiele

Abbildung 3.3 zeigt im linken Bild eine SEM-Aufnahme eines PMMA-Lackes des Typs 600k7% mit einer Schichtdicke von 600 nm auf einem Galliumarsenid-Substrat im Querschnitt. Der Lack wurde entlang einer Linie durch den Elektronenstrahl belichtet und das Substrat im Anschluss an die Entwicklung senkrecht zur Linie gespalten. Das SEM-Bild wird in senkrechter Inzidenz zu dieser Spaltfläche aufgenommen. Durch Vorwärtsstreuung der Elektronen im Lack und Rückwärtsstreuung der Elektronen aus dem Substrat erhält man ein ein ausgeprägtes unterkehliges Lackprofil, wie es in der Abbildung zu sehen ist. Nach der folgenden Bedampfung der Resiststruktur erhält man Leiterbahnen



Abb. 3.3: Links: SEM-Aufnahme einer in den Lack geschriebenen Linie im Querschnitt. Rechts: Abbildung einer 270 nm breiten Kobalt-Leiterbahn.

auf dem Substrat, die völlig von der auf dem Lack befindlichen Metallschicht entkoppelt sind. Das rechte Bild in Abbildung 3.3 zeigt exemplarisch eine Kobalt-Leiterbahn, die nach dem Lift-off auf dem Substrat zurückbleibt. Die Leiterbahn besitzt eine Breite von 270 nm. Kobalt hat eine Korngröße von etwa 7 nm [44]. Die Kornstruktur der polykristallinen Leiterbahn ist daher in dieser Vergrößerung nicht zu erkennen. An den Rändern der Leiterbahn sind keinerlei Grate zu erkennen. Nur mit speziellen Lacken, die ein ausgeprägtes unterkehliges Profil ausbilden, können Leiterbahnen mit dieser Qualität hergestellt werden. Der dunkle Rand neben der Leiterbahn sind Lackreste, die sich beim Lift-off nicht abgelöst haben. Diese Lackreste befinden sich jedoch nur neben und nicht auf der Leiterbahn und können im Aceton-Ultraschallbad entfernt werden.

3.2 Strukturelle Untersuchungen

3.2.1 Rasterelektronenmikroskop

Das Rasterelektronenmikroskop ist das zentrale Element für die Herstellung und Untersuchung der ferromagnetischen und nichtmagnetischen Nanostrukturen. die Abbildung 3.4 zeigt schematisch den Aufbau des Rasterelektronenmikroskops der Firma Leo (Typ 1530). Die Elektronen (Primärelektronen) treten aus der thermischen Feldemissionskathode (ZrO/W-Kathode) aus und werden in der sogenannten Elektronenkanone beschleunigt (Beschleunigungsspannung 200 V bis 30 kV). Die Elektronenkanone ist auf einen Druck von p $=\,5\cdot 10^{-9}$ mbar evakuiert, um Wechselwirkungen der Elektronen mit Luftmolekülen zu vermeiden. In der Elektronenröhre fokussiert und steuert ein System aus magnetischen Linsen und Kondensatoren den Elektronenstrahl. Die Probe befindet sich üblicherweise 5 mm unterhalb der Elektronenröhre. Trifft der Elektronenstrahl auf die Probe, so werden dort Sekundärelektronen herausgelöst, die von verschiedenen Detektoren gemessen werden. Der sogenannte SE2-Detektor dient insbesondere für die Detektion von Sekundärelektronen bei großen Abständen zwischen Elektronenröhre und Probe (> 5 mm). Der InLens-Detektor, der im wesentlichen nur die SE1-Elektronen (Sekundärelektronen, die durch Primärelektronen erzeugt werden) detektiert, liefert sehr gute Ergebnisse bei niedrigen Beschleunigungsspannungen, die



Abb. 3.4: Schematische Darstellung des Aufbaus des Rasterelektronenmikroskops. Der Elektronenstrahl wird einem System aus magnetischen und elektrostatischen Linsen fokussiert und gesteuert. Trifft der Elektronenstrahl auf die Probe werden dort Sekundärelektronen erzeugt, die durch verschiedenen Detektoren gemessen werden. (nach [45]).

zum Beispiel für die Aufnahme von Bildern verwendet werden. Eine niedrige Beschleunigungsspannung gewährleistet, dass nur Sekundärelektronen erzeugt werden, die keine Informationen aus der Tiefe der Probe haben und somit nur ein Abbild der Oberfläche liefern. Der InLens-Detektor befindet sich innerhalb der Elektronenröhre und kann daher keine Sekundärelektronen der Kategorie SE2 und SE3 (Sekundärelektronen, die durch Rückstreuelektronen erzeugt werden) detektieren.

Die Austrittswahrscheinlichkeit der Sekundärelektronen ist abhängig vom belichteten Material und von dessen Oberflächenbeschaffenheit. Mit dem Rasterelektronenmikroskop ist es somit möglich, auf der Probe unterschiedliche Materialien klar voneinander unterscheiden zu können und auch die Qualität von Leiterbahnen zu untersuchen. Das Mikroskop besitzt eine Auflösung von etwa 2 nm, so dass es möglich ist, die Kornstruktur polykristalliner Leiterbahnen abzubilden.

3.2.2 Rasterkraftmikroskop

Zur Untersuchung der Topographie der hergestellten Nanostrukturen wird im Rahmen dieser Arbeit ein Rasterkraftmikroskop $Dimension^{TM} 3000$ (AFM, engl. Atomic Force

Microscope) der Firma Digital Instruments benutzt. Das Rasterkraftmikroskop dient insbesondere zur Schichtdickenbestimmung von Lackmasken und Metallschichten. Aber auch für die Untersuchung von Leiterbahnstrukturen in Hinblick auf mögliche Grate wird das AFM eingesetzt.

Beim AFM ist eine pyramidale Silizium-Spitze mit einem Krümmungsradius von etwa 30 nm am Ende eines Biegebalkens, dem sogenannten "Cantilever", befestigt. Der Cantilever ist an einen piezoelektrischen Kristall gekoppelt, der diesen in Schwingung senkrecht zur Probenoberfläche versetzt. Die typischen Schwingungsfrequenzen liegen im Bereich von 60-90 kHz. Zur Bestimmung der Topographie wird die Spitze zeilenweise über die Probe geführt. Die Detektierung des Messsignals wird in Abbildung 3.5 schematisch gezeigt. Ein Laserstrahl wird so justiert, dass er auf die rückwärtige Seite des Cantilevers trifft. Die Reflexion des Laserstrahls trifft auf einen Vier-Quadranten-Photodetektor. Die Spitze wird im sogenannten "Tapping-ModeTM" [46] auf einen Abstand von etwa 15 nm an die Probenoberfläche heran gefahren. Für die Aufnahme der Topographie wird die Spitze im konstantem Abstand zur Oberfläche über die Probe geführt und berührt diese periodisch. Üblicherweise besteht eine Aufnahme aus 256×256 Bildpunkten mit einer Scangeschwindigkeit von 1 Hz (ein Linienscan pro Sekunde), dabei kann ein lateraler Bereich von maximal $90 \times 90 \,\mu m^2$ aufgenommen werden. Das laterale Auflösungsvermögen des Rasterkraftmikroskops beträgt etwa 20 nm. Das vertikale Auflösungsvermögen beträgt etwa 1 nm, was eine genaue Schichtdickenbestimmung und Abbildung der Leiterbahntopographie gewährleistet.



Abb. 3.5: Schematische Darstellung der Funktionsweise des AFM. Die AFM-Spitze wird zeilenweise in y-Richtung über die Probe geführt, der Cantilever schwingt in z-Richtung.

Zur Abbildung des magnetischen Streufeldes einer Probe wird eine Silizium-Spitze benutzt, die zusätzlich mit einer 50 nm dicken ferromagnetischen Kobalt/Chrom-Schicht bedeckt ist. In der magnetkraftmikroskopischen Untersuchung (MFM, engl. Magnetic Force Microscope) wird die Wechselwirkung zwischen der zuvor aufmagnetisierten Spitze und der z-Komponente des Streufeldes detektiert, wobei die Phasenverschiebung der Resonanzfrequenz des "Cantilevers" gemessen wird. Eine attraktive oder repulsive Wechselwirkung wird als dunkler oder heller Kontrast dargestellt.

3.3 Kontaktierung

Für die in dieser Arbeit hergestellten magnetischen Leiterbahnen wird ausschließlich hochreines Kobalt benutzt. Um einen Einfluss großflächiger magnetischer Kontaktflächen auf das Ummagnetisierungsverhalten der Kobalt-Leiterbahnen zu verhindern, werden die Leiterbahnen mit *nichtmagnetischen* Zuleitungen und Kontaktpads versehen. Bei diesen großen Strukturen wird im Allgemeinen ein spezieller Lack des Typs PMMA-MA 6% benutzt, der sich dadurch auszeichnet, dass für die Belichtung ein Zehntel der



Abb. 3.6: Schematische Darstellung zur Leiterbahnkontaktierung. Die Kobalt-Leiterbahn wird in einem zweiten EBL-Schritt auf den Platin-Zuleitungen strukturiert.

Elektronendosis nötig ist, die typischerweise für die oben beschriebenen Lacke benötigt wird. Somit kann die Belichtungszeit für die Herstellung der Strukturen deutlich reduziert werden. Dieser Lack kann jedoch nur für Strukturen mit großen Abmessungen (>250 nm) verwendet werden. Zudem muss hierbei die Beschleunigungsspannung des SEM auf 5 kV reduziert werden, damit die Elektronen ihre gesamte kinetische Energie im Lack abgeben und somit der Anteil vorwärtsstreuender Elektronen zunimmt [41].

Unter Einfluss der Atmosphäre oxidieren Kobalt-Leiterbahnen sofort und können somit nicht in einem zweitem EBL-Schritt von oben kontaktiert werden. Aus diesem Grund werden zunächst Zuleitungen und Kontaktpads aus Platin mit einer Schichtdicke von 10 nm auf dem Substrat hergestellt. Das Proben-Layout ist schematisch in Abbildung 3.6 gezeigt. Mit Hilfe von Justiermarken kann die Kobalt-Leiterbahn im folgenden EBL-Schritt mit einer Genauigkeit von besser als 30 nm positioniert werden.

Die fertigen Proben werden mit Silberleitkleber auf einem 16-poligen IC-Chipcarrier befestigt. Der Silberleitkleber sorgt für den elektrischen Kontakt zwischen Probe und Carrier und vermeidet so elektrostatische Aufladung, die die Leiterbahnen zerstören könnte. Mit einem Ultraschall-Draht-Bonder werden die Kontaktpads mit den Kontakten des Chipcarriers über einen 20 μ m dicken Aluminiumdraht verbunden. Ein kurzer Ultraschallpuls schmilzt den Bonddraht kurzzeitig auf und klebt diesen auf die Kontaktpads und die vergoldeten Kontaktflächen des Chipcarriers. Üblicherweise werden mehrere Strukturen auf eine Probe geschrieben. Für eine standard Vier-Punkt-



Abb. 3.7: Spezieller IC-Chipcarrier mit aufgeklebter Probe

Widerstandsmessung können also vier Strukturen gleichzeitig kontaktiert werden. Innerhalb des Carriers sind die Kontaktflächen mit den Kontaktstiften verbunden, die später in einen IC-Stecksockel gesteckt werden. Der Chipcarrier kann maximal mit einem Strom von 700 mA belastet werden. Abbildung 3.7 zeigt eine Probe mit mehreren Strukturen, die auf den Carrier aufgeklebt und kontaktiert wurde.

3.4 Widerstandsmessungen

Abbildung 3.8 zeigt schematisch den Aufbau des ${}^{4}He$ -Badkryostaten, der für die Messung der Spinakkumulation benutzt wird. Der Kryostat wurde im Rahmen einer Diplomarbeit von PD Dr. A. Carl [47] gebaut und ist dort ausführlich beschrieben. Nachfolgende Veränderungen der Messapparatur sind in [48] beschrieben.

Eine Oldiffusionspumpe mit vorgeschalteter Drehschieberpumpe erzeugt ein Isolationsvakuum von $p_{iso} = 2 \cdot 10^{-6}$ mbar. Ein supraleitender Magnet aus NbTi-Draht befindet sich im Vorratstank für flüssiges Helium, der gegen das Isolationsvakuum mit Superisolationsfolie und mit Kupferblenden abgeschirmt ist. Der Vorratstank hat ein Fassungsvermögen von etwa 7 Litern. Mit dem Magneten ist es möglich, Magnetfelder von bis zu



Abb. 3.8: Aufbau des ⁴He-Kryostaten
B = 4,5 T am Ort der Probe zu erzeugen. Das Feld liegt bei der Messung in der Probenebene. Für die Stromversorgung wird eine 75 DCA-Stromquelle der Firma Oxford Instruments benutzt, deren Strom über Zuleitungen eingeprägt wird, die Heliumabgasgekühlt sind. Die Stromquelle besitzt eine Stromstabilität von $5 \cdot 10^{-4}/h$. Der Spulenstrom wird in Form einer Analogspannung über ein Digitalvoltmeter der Firma Keithley ausgegeben. Bei Magnetowiderstandsmessungen kann das Magnetfeld mit einer minimalen Schrittweite von 2 mT eingestellt werden. Durch Umpolen der Stromzuleitungen ist das Messen in beide Magnetfeldrichtungen möglich.

Am Ende des Probenrohrs befindet sich der Sinterkörper, der über ein Nadelventil mit dem Helium-Bad verbunden ist. Das Nadelventil ist von außen zu bedienen und lässt im geöffneten Zustand flüssiges Helium in das Probenrohr fließen. Durch eine Heizspule im Sinterkörper kann die Probe mit dem Gasfluss erwärmt werden. Die Temperatur bei der Messung kann von T = 4,2 K bis T = 300 K eingestellt werden. Die Probentemperatur wird über die Widerstandsänderung eines Rhodium-Eisen-Widerstandes gemessen. Der Widerstand befindet sich gekapselt in einem Kupferblock am Probeneinsatz, etwa 50 mm oberhalb der Probe (Abb. 3.9). Der Chipcarrier wird in einem IC-Stecksockel am



Abb. 3.9: Probeneinsatz mit Probenhalter

Probenhalter befestigt, der wiederum mit dem Probeneinsatz verschraubt ist. Durch die Drehung des Probenhalters können Messungen in beliebigen Winkel zum Magnetfeld (in der Probenebene) durchgeführt werden. Sowohl Probenhalter als auch Probeneinsatz bestehen aus Kupfer und ermöglichen somit eine gute Wärmeleitung zwischen Probe und Rhodium-Eisen-Widerstand. Eine Lötstation, die oberhalb der Probe auf dem Probeneinsatz befestigt ist, verbindet die Kupferdrähte, die zur Probe und zum Rhodium-Eisen Widerstand führen und die nach außen führenden Manganin-Drähte. Der Probeneinsatz ist mit einem Führungsrohr aus Edelstahl verbunden, mit dem der gesamte Probeneinsatz aus dem Probenrohr gezogen werden kann.

Untersuchungen im Voraus haben gezeigt, dass eine Magnetfeldstärke von B = 200 mTausreicht, um Kobalt-Leiterbahnen, mit den in dieser Arbeit verwendeten Leiterbahnbreiten komplett umzumagnetisieren. Die Messungen werden daher bei einem Magnetfeld von B = 250 mT und einer Temperatur von T = 4,2 K durchgeführt. Die relativ hohen Ströme für die Messung der Spinakkumulation von bis zu I = 3 mA liefert eine programmierbare Gleichstromquelle der Firma Keithley, Modell 220. Die Spannung wird mit einem Nanovoltmeter (Fa. Keithley, Modell 181) gemessen. Das Nanovoltmeter hat eine Messgenauigkeit von $\pm 10 \text{ nV}$. Mit den üblicherweise gemessenen Spannungen im Bereich von $U = 200 \ \mu\text{V}$ (bei 3 mA) ergibt sich eine Auflösung $\frac{\Delta U}{U} = 10^{-4}$. Aus diesem Grund ist darauf zu achten, dass bei der Messung die Temperaturschwankung so gering wie möglich ist.

Für die Aufnahme eines Datenpunktes wird der Strom eingeprägt und anschließend die Temperatur und das Magnetfeld ausgelesen. Nach einer Wartezeit von 2 Sekunden nimmt das Messprogramm 10 mal hintereinander die Spannung auf und berechnet den Mittelwert. Der Strom wird umgepolt und wieder 10 mal die Spannung nach einer Wartezeit von 2 Sekunden ausgelesen und gemittelt. Aus den beiden Spannungswerten für jede Stromrichtung wird anschließend der gemittelte Widerstand berechnet. Erst die Mittelung der Spannungen macht es möglich, dass die durch die Spinakkumulation entstehende Spannungsänderung, die im Bereich 10^{-4} liegt, messbar ist. Das Messprogramm wurde in der Weise erweitert, dass zusätzlich die mittlere Spannung für beide Stromrichtungen ausgegeben wird. Die Temperatur wird noch einmal ausgelesen und mit der Temperatur am Anfang der Messung gemittelt. Um das Ummagnetisierungsverhalten der Kobalt-Leiterbahnen zu untersuchen, wird der Anisotrope Magnetowiderstand an vergleichbaren Leiterbahnen gemessen. Diese Messungen werden an einem anderen ⁴He-Badkryostaten in Vier-Punkt-Geometrie durchgeführt. Die Apparatur wurde im Rahmen einer Dissertation aufgebaut und ist dort ausführlich beschrieben [19]. Bei diesem Kryostaten wird der Widerstand über eine AC-Widerstandsmessbrücke LR700 der Firma Linear Research ausgelesen. Mit Hilfe dieser Messbrücke kann der Widerstand mit einer Genauigkeit von $\frac{\Delta R}{R} \leq 5 \cdot 10^{-6}$ bestimmt werden. Die Messung der Spinakkumulation ist an dieser Messapparatur nicht möglich, da der maximale Strom auf I = 5 μ A begrenzt ist.

4. Zielsetzung

Im Rahmen dieser Arbeit soll die Spinakkumulation in verschiedenen nichtmagnetischen Materialien wie Kupfer, Aluminium und Gold in lateraler Geometrie untersucht und die Spindiffusionslänge bestimmt werden. Eine grundlegende Probengeometrie ist in Abbildung 4.2 schematisch dargestellt. Zwei unterschiedlich breite Kobalt-Leiterbahnen werden durch eine nichtmagnetische Leiterbahn miteinander verbunden. Der Strom wird in die breite Kobalt-Leiterbahn eingeprägt und verlässt die Struktur über die nichtmagnetische Leiterbahn. Die durch die Spinakkumulation entstehende Spannung wird zwischen der zweiten Kobalt-Leiterbahn und der nichtmagnetischen Leiterbahn abgegriffen. Um ein möglichst großes Signal zu erhalten, muss die nichtmagnetische Leiterbahn gemäß Gleichung (11) möglichst schmal sein und der Abstand zwischen den beiden Kobalt-Leiterbahnen muss so gering wie möglich gewählt werden. Die unterschiedliche Breite der Kobalt-Leiterbahnen bewirkt, dass sie aufgrund der Formanisotropie unterschiedliche Koerzitivfelder besitzen [21] und somit - unter Einfluss eines äußeren Magnetfeldes - die Magnetisierung der Leiterbahnen parallel bzw. antiparallel ausgerichtet werden kann. Bei Einprägen eines Stromes ist für eine parallele Konfiguration, abhängig von der Kontaktierung, zum Beispiel eine negative Spannung messbar. Für eine antiparallele Orientierung der Magnetisierungen folgt dann eine positive Spannung [11]. In dieser Geometrie wird die Spannung über einen Bereich der Leiterbahnkombination abgegriffen, der nicht stromdurchflossen ist. Somit werden bei der Messung, abgesehen von Spinakkumulationseffekten, keine weiteren Widerstandsbeiträge gemessen. Allerdings ist



Abb. 4.1: Nichtlokale Messgeometrie. Zwei Kobalt-Leiterbahnen unterschiedlicher Breite werden durch eine nichtmagnetische Leiterbahn verbunden. Die Spannung wird über einen Bereich der Probe abgegriffen, der nicht stromdurchflossen ist.

die Widerstandsänderung sehr gering und erfordert eine hochempfindliche Messung der Spannung zwischen der schmalen Kobalt-Leiterbahn und der nichtmagnetischen Leiterbahn.

Abbildung 4.2 zeigt eine etwas andere Leiterbahngeometrie, bei der die auftretende Spannung zwischen der schmalen Kobalt-Leiterbahn und der nichtmagnetischen Leiterbahn deutlich größer ist und daher aus experimentellen Gründen häufig bevorzugt wird [7,49]. Hier wird zusätzlich zur horizontalen nichtmagnetischen Leiterbahn eine schmale vertikale nichtmagnetische Leiterbahn positioniert. Aus der Literatur ist bekannt, dass die durch die Spinakkumulation messbare Spannung in einer vollständig nichtlokalen Geometrie (vgl. Abb. 4.1) kleiner ist als in dieser sogenannten pseudonichtlokalen Geometrie (vgl. Abb. 4.2), da sich hier der nichtmagnetische Spannungsabgriff zwischen den beiden Kobalt-Leiterbahnen befindet [7,11]. Der Strom wird auch in der pseudo-nichtlokalen Geometrie in die breite Kobalt-Leiterbahn eingeprägt, verlässt die Struktur aber über die vertikale nichtmagnetische Leiterbahn. Die Spannung misst man hier zwischen der schmalen Kobalt-Leiterbahn und der vertikalen nichtmagnetischen Leiterbahn. In dieser Geometrie wird zusätzlich der Ohm'sche Widerstand eines Teils der nichtmagnetischen Leiterbahnen gemessen, an dem sich die beiden nichtmagnetischen Leiterbahnen schneiden (vgl. Abb. 4.2). Dieser Widerstand bewirkt, dass die gesamte R(B)-Kurve in der pseudo-nichtlokalen Geometrie um R_0 nach oben verschoben ist. Das Widerstandsverhalten in Abhängigkeit des äußeren Magnetfeldes ist in



Abb. 4.2: Pseudo-nichtlokale Messgeometrie. Es wird zusätzlich der ohmsche Widerstand des Teils der nichtmagnetischen Leiterbahn gemessen, wo sich die nichtmagnetischen Leiterbahnen schneiden.



Abb. 4.3: Widerstand in Abhängigkeit des äußeren Magnetfeldes. Die roten Pfeile zeigen die Messrichtung an und die schwarzen Pfeile stellen die relative Orientierung der Magnetisierungen der Leiterbahnen dar. R_0 ist der Widerstand des Teils der nichtmagnetischen Leiterbahn, wo sich die nichtmagnetischen Leiterbahnen schneiden (vgl. Abb. 4.2).

Abbildung 4.3 schematisch gezeigt. Die Messrichtung wird durch die roten Pfeile verdeutlicht. Die schwarzen Pfeile sollen die relative Orientierung der Magnetisierungen der Leiterbahnen anzeigen. Vor Beginn der Messung werden die Leiterbahnen in einem hohen Magnetfeld longitudinal aufmagnetisiert, um die Magnetisierungen der Kobalt-Leiterbahnen parallel auszurichten. Wird ein Strom in die breite Kobalt-Leiterbahn eingeprägt, so ist zwischen der schmalen Kobalt-Leiterbahn und der nichtmagnetischen Leiterbahn eine Spannung messbar. Legt man an die Struktur ein kleines Magnetfeld an, das antiparallel zu den Kobalt-Leiterbahnen orientiert ist, so bleibt der Widerstand bei Erhöhung des Feldes zunächst konstant. Bei einer Magnetfeldstärke B_{c1} magnetisiert die breite Leiterbahn um, und der Widerstand erhöht sich aufgrund der antiparallelen Ausrichtung der Magnetisierungen. Bei einer Feldstärke B_{c2} magnetisiert die schmale Kobalt-Leiterbahn ebenfalls um, und der Widerstand sinkt auf den ursprünglichen Wert. Wird das Magnetfeld reduziert, so bleibt der Widerstand konstant, da sich die relative Orientierung der Magnetisierungen der Leiterbahnen nicht ändert. Die Messung in entgegengesetzter Magnetfeldrichtung zeigt das gleiche Widerstandsverhalten. Die Widerstandsänderung ist abhängig vom verwendeten nichtmagnetischen Material und vom Abstand der beiden Kobalt-Leiterbahnen. Dieses Verhalten soll in dieser Arbeit untersucht werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird die pseudo-nichtlokale Geometrie zur Messung der Spinakkumulation benutzt.

5. Ergebnisse und Diskussion

5.1 Probenherstellung und erste Ergebnisse

5.1.1 Leiterbahnstrukturierung

In Kapitel 3.1.2 wurde erläutert, dass ein unterkehliges Lackprofil Voraussetzung für die Herstellung gratfreier nanostrukturierter Leiterbahnen ist. Für die Herstellung nahe beieinander liegender Leiterbahnen, wie sie als ferromagnetischer Injektor- und Detektorelektrode benötigt werden (vgl. Abb. 4.2), kann jedoch kein Lack mit ausgeprägtem unterkehligen Profil eingesetzt werden, weil sich die Lackprofile überschneiden würden und somit ein Bereich auf der Probe existiert, wo die Lackoberfläche nicht von unten gestützt wird. In diesem Fall wird ein Doppellacksystem - bestehend aus einer Lackschicht des Typs 200k4% und einer Lackschicht des Typs 950k1% - verwendet. Dieser zeichnet sich dadurch aus, dass der obere Lack bei der Belichtung unempfindlicher als der untere Lack ist. Somit ist bei geeigneter Belichtungsdosis ein geringes unterschnittenes Lackprofil erzielbar und mit diesem Lacksystem können zugleich sehr kleine Strukturgrößen erreicht werden. Durch Optimierung der Lackparameter und Anpassung an das verwendete Galliumarsenid-Substrat gelang es, ferromagnetische Leiterbahnen mit minimalen Abmessungen von 32 nm und minimalen Abständen von 40 nm herzustellen. Insbesondere musste dazu der Einfluss des sogenannte Proximity-Effektes berücksichtigt werden, bei dem es durch Vorwärtsstreuung der Elektronen im Lack und durch Rückwärtsstreuung der Elektronen aus dem Substrat zu einer Überbelichtung der Lackstruktur und somit zu einem Zusammenwachsen eng benachbarter Strukturen kommt [50].

Abbildung 5.1 zeigt eine SEM-Aufnahme zweier Kobalt-Leiterbahnen mit einer Breite von 640 nm und 100 nm auf einem Galliumarsenid-Substrat. Die Leiterbahnen haben eine Dicke von 12 nm und wurden zum Schutz vor der Oxidation mit einer 2 nm dicken Platin-Schicht abgedeckt. Die Kornstruktur der Kobalt-Leiterbahnen ist gut zu erkennen. Man beachte, dass der für die Herstellung schmaler Leiterbahnen verwendete Doppellack kein starkes unterkehliges Profil ausbildet und daher an den Rändern schmaler Leiterbahnen zum Teil Grate erkennbar sind, die als heller Kontrast in der SEM-Ausnahme beobachtet werden können.



Abb. 5.1: SEM-Aufnahme von zwei Kobalt-Leiterbahnen mit Breiten von 640 nm und 100 nm und einem Abstand von 40 nm.

Für die anschließende Kontaktierung mit nichtmagnetischen Leiterbahnen werden Kobalt-Leiterbahnpaare ausgewählt, die einen Abstand von 150 nm bis 400 nm besitzen. Abbildung 5.2 zeigt eine SEM-Aufnahme einer fertiggestellten Probe. Mit Hilfe von Justiermarken, die zusammen mit den Kobalt-Leiterbahnen auf der Probe hergestellt werden (in der Abbildung nicht zu erkennen), ist es möglich, die Leiterbahnen mit einer Genauigkeit von besser als 30 nm zu positionieren. Diese Genauigkeit ist nötig, da zwischen die Kobalt-Leiterbahnen eine etwa 100 nm breite Kupfer-Leiterbahn positioniert wird. Eine 120 nm breite Kupfer-Leiterbahn verbindet die beiden Kobalt-Leiterbahnen miteinander. Im gleichen Prozessschritt werden Zuleitungen und Kontaktpads aus Kupfer sowohl an die Kupfer-Leiterbahnen als auch an die Kobalt-Leiterbahnen geschrieben. Die Kupfer-Leiterbahnen besitzen eine Dicke von 60 nm. Die Struktur wird in einer Weise durch Aluminium-Bonddrähte elektrisch kontaktiert, dass der Strom in die breite Kobalt-Leiterbahn eingeprägt wird und die Struktur über die Kupfer-Leiterbahn verlässt. Die Spannung wird zwischen der schmalen Kobalt-Leiterbahn und der Kupfer-Leiterbahn abgegriffen.



Abb. 5.2: SEM-Aufnahme einer fertiggestellten Probe. Die Struktur wird durch Aluminium-Bonddrähte elektrisch kontaktiert.

5.1.2 Messung der Spinakkumulation

In Abbildung 5.3 ist eine nichtlokale Messung der Spinakkumulation in Kupfer bei T = 4,2 K an einer vergleichbaren Struktur wie die aus Abbildung 5.2 gezeigt. Die schwarzen Punkte zeigen die gemittelten Messwerte und die roten Pfeile deuten den Messverlauf an. Die rote Kurve soll das Auge des Betrachters führen. Die Breite der Kobalt-Leiterbahnen beträgt hier 720 nm bzw. 170 nm, mit einer Schichtdicke von 15 nm



Abb. 5.3: Nichtlokale Messung der Spinakkumulation in Kupfer bei T = 4,2 K. Die schwarzen Punkte sind die gemittelten Messwerte, wohingegen die roten Pfeile die Messrichtung markieren. Die rote Kurve soll das Auge des Betrachters führen. Die Orientierungen der Magnetisierungen der Kobalt-Leiterbahnen deuten die schwarzen Pfeile an. Die Kobalt-Leiterbahnen besitzen einen Abstand von 190 nm.

Kobalt und 2 nm Platin. Die horizontale Kupfer-Leiterbahn ist 80 nm breit und die vertikale Kupfer-Leiterbahn besitzt eine Breite von 130 nm. Beide Leiterbahnen besitzen eine Schichtdicke von 60 nm. Der Abstand der beiden Kobalt-Leiterbahnen beträgt 190 nm. Vor Beginn der Messung werden die Leiterbahnen in einem Magnetfeld von B = 2 T longitudinal aufmagnetisiert, um die magnetischen Momente parallel und entlang der langen Leiterbahnachse auszurichten. Aufgrund des großen Aspektverhältnisses von Leiterbahnlänge zu -breite sind die Leiterbahnen danach in einem eindomänigen Remanenzzustand [19].

Der für die Messung verwendete Strom von I = 1 mA entspricht einer Stromdichte von

 $j = 2, 1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ im Kupfer und $j = 8, 2 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ in der breiten Kobalt-Leiterbahn. Diese hohen Stromdichten sind nötig, um die durch die Spinakkumulation entstehende Spannung messen zu können. Der Widerstand in Remanenz beträgt $R = 11,02 \text{ m}\Omega$. Bei Anlegen eines Gegenfeldes von etwa B = -30 mT magnetisiert zuerst die breite Leiterbahn aufgrund des geringeren Koerzitivfeld um [21] und der Widerstand steigt auf $R = 11,07 \text{ m}\Omega$. Bei einem Magnetfeld von B = -105 mT magnetisiert die schmale Leiterbahn um und der Widerstand sinkt wieder auf den ursprünglichen Wert. Bei Rückkehr zur Remanenz ist keine Widerstandsänderung messbar. In positiver Magnetfeldrichtung wird ein vergleichbares Widerstandsverhalten beobachtet.

Die Messungenauigkeit beträgt etwa 40 $\mu\Omega$ und ist damit in vergleichbarer Größenordnung wie die Widerstandsänderung durch die Spinakkumulation. Um den Kurvenverlauf zu bestätigen, wurde eine weitere Widerstandsmessung durchgeführt, bei der nach einem kompletten Ummagnetisierungszyklus das Feld nochmals in die gleiche Richtung angelegt wurde, so dass keine Ummagnetisierung stattfindet. Hierbei kann keine Widerstandsänderung beobachtet werden.

In Kapitel 3.4 wurde beschrieben, dass der Widerstand aus den Mittelwerten der Spannungen für sowohl positive als auch negative Stromrichtung berechnet wird. Die durch die Spinakkumulation entstehende Spannung ist jedoch nur in einer Stromrichtung messbar, gerade wenn der Strom von der Kobalt-Leiterbahn in das Kupfer fließt. Das zu messende Signal wird somit durch die Mittelung halbiert. In Abbildung 5.3 kann eine Widerstandsänderung von $\Delta R = 50 \ \mu\Omega$ abgelesen werden. Das entspricht einer Spannungsänderung von 50 nV, die im Rahmen der Messgenauigkeit gerade noch auflösbar ist (vgl. Kap. 3.4). Die aus der Spinakkumulation resultierende Widerstandsänderung beträgt somit $\Delta R = 100 \ \mu\Omega$.

Mit der Hilfe von Gleichung (11) aus Kapitel 2.3 kann die Spindiffusionslänge l_S^{Cu} in Kupfer bestimmt werden. Für die Widerstandsänderung folgt:

$$\Delta R = P_{int}^2 \cdot \frac{l_S^{Cu}}{\sigma_{Cu}A} \cdot exp(-L/2l_S^{Cu}) \tag{14}$$

Mit $\sigma_{Cu} = 7, 1 \cdot 10^7 \, (\Omega m)^{-1}$ [31], A = 7800 nm², P_{int} = 2% [7] und L = 190 nm folgt für l_S^{Cu} :

$$l_S^{Cu} = (200 \pm 50)nm \tag{15}$$

In der Literatur wird für die Spindiffusionslänge ein Wert von $l_S^{Cu} = 1 \ \mu m$ gefunden [7,31]. Dabei wird eine Polarisation der Grenzschicht zwischen Kobalt und Kupfer von 1% - 2% berechnet. Die in der Literatur benutzten Strukturen werden ebenfalls mit Hilfe der Elektronenstrahllithografie hergestellt, jedoch wird hierbei das Kobaltoxid auf den Kobalt-Leiterbahnen durch Ionen-Sputtern entfernt, bevor das Kupfer auf die Kobalt-Leiterbahnen aufgedampft wird. Somit kann auf die Platin-Abdeckschicht der Kobalt-Leiterbahnen verzichtet werden. In der hier verwendeten Struktur werden die Elektronen des spinpolarisierten Stromes an der Grenzschicht von der Kobalt-Leiterbahn zur Platin-Abdeckschicht durch Spin-Bahn-Wechselwirkung gestreut [51]. Dadurch vermindert sich die Polarisation des Stromes und die Spinakkumulation im Kupfer ist kleiner. Nimmt man eine Spindiffusionslänge von $l_S^{Cu} = 1 \ \mu m$ an, wird hier eine Polarisation der Grenzschicht von P_{int} = 0,8% berechnet.

Die Messung der Spinakkumulation in der hier vorgestellten Probengeometrie weist ein Rauschen auf, das etwa so groß ist, wie die Widerstandsänderung aufgrund des Spinakkumulationseffektes. Dieses Rauschen kann unter anderem auf eine nicht ausreichende Qualität der elektrischen Kontaktfläche zwischen der Kobalt-Leiterbahn und dem darüber befindlichen Kupfer zurückgeführt werden. Um die Kupfer-Leiterbahnen herzustellen, muss das Substrat mit den im ersten EBL-Schritt hergestellten Kobalt-Leiterbahnen wiederum belackt, belichtet und entwickelt werden. Dabei wird die Oberfläche der Kobalt-Leiterbahnen verunreinigt und die Qualität der Grenzfläche erniedrigt. Zudem bildet eine 2 nm dicke Platin-Abdeckschicht keine dichte Schicht, so dass sich unter längeren Atmosphäreneinfluss Kobaltoxid auf den Oberflächen (insbesondere an den Kanten der Leiterbahn, die nicht durch Platin abdeckt sind) der Kobalt-Leiterbahn bildet. Um das Signal-Rausch-Verhältnis zu erhöhen, muss eben diese Qualität der Grenzfläche verbessert werden. Zudem ist es wünschenswert, auf die Platin-Abdeckschicht zu verzichten, um zusätzliche Streumechanismen, die die Spinpolarisation der Grenzschicht reduzieren könnte, auszuschließen. Ein Herstellungsverfahren, mit dem beide Anforderungen erfüllt werden können, wird im nächsten Kapitel vorgestellt.

5.2 Probenherstellung durch Schrägbedampfen

Um eine optimale Grenzfläche zwischen Kobalt und Kupfer zu erhalten und gleichzeitig auf die Platin-Abdeckschicht zum Schutz vor Oxidation verzichten zu können ist ein Aufdampfprozess ideal, bei dem alle notwendigen Leiterbahnen in *einem* Schritt aufgedampft werden. Dies ist mit dem aus der Literatur bekannten Schrägbedampfen möglich [52]. Abbildung 5.4 zeigt die Prozessschritte, die für das Schrägbedampfen notwendig sind. Im ersten Schritt wird ein PMMA-Lack mit großer Schichtdicke auf das Substrat aufgebracht und getempert. Danach schreibt man mit dem Elektronenstrahl die Struktur, die später übereinander liegen soll, versetzt in den Lack (Abb. 5.4 a). In diesem einfachen Beispiel sind dies vier Leiterbahnen, bestehend aus einem Material A, die durch ein Rechteck verbunden werden, das aus Material B besteht. Voraussetzung hierbei ist, dass die Probe während des Bedampfungsprozesses gedreht werden kann, oder dass die zwei Materialien aus zwei verschiedenen Richtungen aufgedampft werden können. Das Material A wird nun unter einem gewissen Winkel α zur Probennormalen



Abb. 5.4: Schematische Darstellung des Schrägbedampfens. Die Strukturen, die später übereinander liegen sollen werden versetzt nebeneinander in den Lack geschrieben (a). Material A wird unter einem bestimmten Winkel α aufgedampft (b). Durch Aufdampfen von Material B unter dem Winkel $-\alpha$ erhält man einen Überlapp beider Strukturen (c).

in die Resiststruktur gedampft. Die Struktur auf dem Substrat hat durch das schräge Aufdampfen einen bestimmten lateralen Versatz gegenüber der Resiststruktur an der Lackoberfläche (vgl. Abb. 5.4 b). Der Versatz x wird durch die Lackdicke d und den Aufdampfwinkel α bestimmt.

$$x = d \cdot \tan(\alpha) \tag{16}$$

Die Probe wird im Anschluss in-situ um 180° gedreht und mit dem zweiten Material bedampft. Auf dem Substrat entsteht die gleiche Struktur, die jetzt aber um -x gegenüber der Resiststruktur verschoben ist. Durch geschickte Wahl des Layouts und des Aufdampfwinkels kann erreicht werden, dass beide Strukturen, wie in Abbildung 5.4 c) gezeigt, in der Mitte überlappen. Man erhält eine saubere Kontaktfläche zwischen zwei aus unterschiedlichen Materialien bestehenden Nanostrukturen, die frei von Verunreinigungen ist. Zudem treten Oxidationseffekte des Kobalts und des Kupfers erst *nach* der Herstellung unter Atmosphärenbedingung auf und haben keinen Einfluss auf die Grenzfläche. Auf die Platin-Abdeckschicht kann *gänzlich* verzichtet werden.

Das Schrägbedampfen stellt besondere Anforderungen an das Experiment. Zum einen muss das unterkehlige Profil des Lackes untersucht werden, um einen entsprechenden Aufdampfwinkel zu wählen. Zum anderen ist eine Anpassung des Layouts an die Anforderung des Schrägbedampfens nötig. Im Lack müssen die Strukturen sehr dicht nebeneinander geschrieben werden, da der Aufdampfwinkel durch das unterkehlige Profil der Resiststruktur begrenzt ist. Im Allgemeinen kann die Struktur aufgrund des Oxides an der Oberfläche nicht nachträglich kontaktiert werden und muss somit auf nichtoxidierende Platin-Zuleitungen aufgedampft werden. Dies erfordert eine Positionierung der Probe mit einer Genauigkeit besser als 30 nm.

5.2.1 Lackeigenschaften

Bei der Wahl des Lackes ist darauf zu achten, dass er eine möglichst große Schichtdicke besitzt und bei entsprechender Belichtung ein stark ausgeprägtes unterkehliges Profil aufweist. Für dieses Verfahren sind zwei PMMA-Lacke verwendet worden, die diese Anforderungen erfüllen. Beide Lacke sind vom Typ 600k und besitzen einen Feststoffanteil von 7% bzw. 9%. Abhängig von der Geschwindigkeit, mit der die Lacke auf das Sub-

Umdrehungsgeschwindigkeit	$600 \mathrm{k}7\%$	$600 \mathrm{k}9\%$
6000 U/min	(670 ± 30) nm	$(1400 \pm 70) \text{ nm}$
10000 U/min	$(600 \pm 30) \text{ nm}$	$(1200 \pm 60) \text{ nm}$

strat aufgeschleudert werden, ergeben sich folgende Lackschichtdicken (bestimmt mit Hilfe von AFM-Messungen):

Tab. 5.1: Lackschichtdicken in Abhängigkeit von der Aufschleudergeschwindigkeit zweier Lacke, die sich für das Schrägbedampfen eignen. Die Lacke wurden im Anschluss für 10 Minuten bei 150° C getempert.

Man erkennt aus Tabelle 5.1 eine deutliche Zunahme der Lackschichtdicke mit zunehmender Feststoffkonzentration und mit abnehmender Schleudergeschwindigkeit. Dieses Verhalten wurde auch für andere Lacke gefunden [41].

Abbildung 5.5 zeigt exemplarisch das Lackprofil einer Linie im 600k7% Lack (oben) und im 600k9% Lack (unten). Beide Lacke wurden mit 10000 U/min aufgeschleudert. Für die Linie wurde eine nominelle Breite von 100 nm und eine Dosis von 750 μ C/cm² gewählt (Standarddosis für beide Lacke: 150 μ C/cm²). Bei beiden Lacken ist ein ausgeprägtes unterkehliges Profil zu erkennen, das durch die Rückstreuung der Elektronen aus dem Substrat und durch die Vorwärtsstreuung der Elektronen im Lack verursacht wird [42]. Die Linienbreite an der Lackoberseite beträgt bei beiden Lacken etwa 200 nm. Wenn man das durch den Entwickler herausgelöste Lackstück durch ein Trapez annähert, ergibt sich beim 600k7% Lack eine Kantensteilheit von 15° und beim 600k9% Lack 16°. In diesem Beispiel können somit Strukturen hergestellt werden, die einen maximalen Versatz von etwa 2x = 300 nm bzw. 2x = 650 nm zueinander haben.

Bei der Optimierung der Lackparameter wurde festgestellt, dass mit zunehmender Lackdicke die minimal erreichbare Leiterbahnbreite zunimmt. Für die vollständige Belichtung eines Lackes mit großer Schichtdicke ist eine entsprechend hohe Dosis nötig, wodurch sich die Strukturbreite an der Lackoberfläche vergrößert und die minimal erreichbare Leiterbahnbreite zunimmt.

Für das Schrägbedampfen muss der Lack also drei Bedingungen erfüllen. Zum einen muss der Lack ein möglichst ausgeprägtes unterkehliges Profil ausbilden. Des weiteren muss der Lack eine große Schichtdicke besitzen, um einen möglichst großen Versatz zwischen



Abb. 5.5: SEM-Aufnahmen des Lackprofils einer geschriebenen und entwickelten Linie im PMMA 600k7% (oben) und 600k9% Lack (unten).

den Strukturen zu erhalten. Schließlich muss es möglich sein, auch kleine Strukturen mit lateralen Abmessungen kleiner als 150 nm herzustellen. Der mit 10000 U/min aufgeschleuderte 600k9% Lack ist hierfür am besten geeignet und wird daher im folgenden für das Schrägbedampfen eingesetzt.

5.2.2 Bedampfung

Abbildung 5.6 zeigt schematisch die geometrische Anordnung innerhalb der bereits in Kapitel 3.1.1 beschriebenen UHV-Aufdampfanlage. Die Probe wird für die Bedamp-



Abb. 5.6: Schematische Darstellung der Geometrie der Aufdampfanlage

fung an einem Probenhalter befestigt, der sich in einer Entfernung von 70 cm zu den Aufdampfquellen befindet. Die beiden Quellen haben einen Abstand von 18 cm voneinander. Für das Schrägbedampfen wird ein planarer Probenhalter benutzt, der von außen während der Bedampfung gedreht werden kann. Kobalt und Kupfer werden somit unter einem Winkel von $\alpha = 7.5^{\circ}$ zur Flächennormalen in die Lackmaske gedampft.

5.2.3 Präparation der Proben

Um eine für die Messung der Spinakkumulation geeignete Struktur mit Hilfe von Schrägbedampfung herzustellen, ist ein komplexes Layout notwendig, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Da die *gesamte* Struktur (sowohl magnetisches Kobalt wie auch nichtmagnetisches Kupfer) zweifach auf die Probe gebracht wird, kann eine simple Kreuz-Struktur (s. auch Abb. 5.2) nicht verwendet werden. Abbildung 5.7 a) zeigt die hierfür zu belichtenden Flächen. In die entwickelte Resiststruktur wird im Anschluss Kobalt und Kupfer aufgedampft. Dabei wird nicht nur der polare Aufdampf-



Abb. 5.7: Resiststruktur für das Schrägbedampfen. Kobalt und Kupfer werden aus entgegengesetzten Richtungen unter einem Winkel von etwa 40° zur Substratkante aufgedampft (a). Fertige Struktur: die Kobalt-Leiterbahnen sind durch die schmale, horizontale Kupfer-Leiterbahn miteinander verbunden (b).

winkel variiert (7,5° für Kobalt und -7,5° für Kupfer (s. Abb. 5.6), sondern auch der azimutale Winkel (40° für Kobalt und -40° für Kupfer) um maximalen Versatz zu erreichen. Die fertige Struktur ist in Abbildung 5.7 b) zu sehen. Der diagonale Versatz bewirkt, dass die schmale Kupfer-Leiterbahn und die breite Kobalt-Leiterbahn nur eine minimale Kontaktfläche aufweisen und zudem die kurze horizontale Kupfer-Leiterbahn in einem Bereich auf der schmalen Kobalt-Leiterbahn liegt, in dem die magnetischen Momente parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert sind. Die Struktur wird in einer Weise kontaktiert, dass der Strom durch die breite Kobalt-Leiterbahn fließt und die Struktur über die schmale Kupfer-Leiterbahn verlässt. Die Spannung wird über die schmale Kupfer- und Kobalt-Leiterbahn abgegriffen.

Bei der Verwendung von Kobalt und Kupfer können die Leiterbahnen nicht wie üblich in einem weiteren EBL-Schritt von oben durch nichtmagnetische Zuleitungen kontaktiert werden, da sie an der Oberfläche oxidieren. Aus diesem Grund werden die Leiterbahnen von unten durch Platin kontaktiert. Dieses Verfahren der Drei-Schritt-EBL wurde bei der Kontaktierung von Kobalt-Leiterbahnen, die mit Kohlenstoff abgedeckt sind, bereits angewendet [42].

Abbildung 5.8 zeigt die einzelnen Prozessschritte, die für die Drei-Schritt-EBL nötig sind. Im ersten Schritt werden Platin-Leiterbahnen und sechs Marken auf dem Substrat



Abb. 5.8: Schematische Darstellung der einzelnen Prozessschritte für die Drei-Schritt-EBL. Für die Beschreibung der Prozessschritte siehe Text.

hergestellt (Abb. 5.8 a). Die Platin-Leiterbahnen haben eine Schichtdicke von 10 nm und eine minimale Breite von 300 nm. Anschließend werden die Leiterbahnen aus Kobalt und Kupfer durch Schrägbedampfung auf die Platin-Leiterbahnen aufgebracht (Abb. 5.8 b). Dabei werden üblicherweise Schichtdicken von 29 nm Kobalt und 60 nm Kupfer verwendet. Die Positionierung im 30 nm Bereich erfolgt anhand von drei der im ersten EBL-Schritt hergestellten Marken. Im letzten Schritt werden Zuleitungen und Kontaktpads aus Gold mit einer Schichtdicke von 60 nm an die Platin-Leiterbahnen angebracht (Abb. 5.8 c). In Abbildung 5.9 ist eine SEM-Aufnahme einer fertiggestellten Probe unter einem Winkel von 30° zur Probennormalen zu sehen. Die linke Abbildung zeigt die Gold-Kontaktpads und Zuleitungen. Bei der Justage der Probe wird der Lack an der



Abb. 5.9: Sekundärelektronenmikroskopische Aufnahme der Probengeometrie: Die Kobaltund Kupfer-Leiterbahnen werden auf die Platin-Leiterbahnen gelegt. Die Platin-Leiterbahnen werden mit Gold-Zuleitungen und -Kontaktpads versehen. Die Aufnahme wurde unter einem Winkel von 30° zur Probennormalen gemacht.

Position der Justiermarken durch den Elektronenstrahl zusätzlich (ungewollt) belichtet. Daher liegt über den Marken eine Schicht aus Kobalt und Kupfer bzw. Gold. Die Justiermarke links unten wurde mit einem großen Scan-Feld eingelesen und dementsprechend großflächig mit Gold bedeckt. Deshalb ist darauf zu achten, dass die Justiermarken weit genug von der Struktur entfernt sind. Rechts in der Ausschnittsvergrößerung erkennt man besonders gut die Kobalt- und die Kupfer-Leiterbahnen. Durch das ausgeprägte unterkehlige Profil des 600k9% Lackes können auch bei schrägem Aufdampfwinkel Leiterbahnen hergestellt werden, die keinerlei Grate besitzen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden etwa 600 Leiterbahn-Strukturen mit Hilfe des Schrägbedampfens hergestellt, wobei ein großer Anteil für die Optimierung der Herstellungsparameter verwendet wurde. So konnte unter anderem erreicht werden, dass die schmalen Leiterbahnen eine kontinuierliche Dosisverteilung und somit keine einheitliche Breite besitzen. Wird das Kupfer auf das Kobalt aufgedampft, so wird damit erreicht, dass die schmale Kupfer-Leiterbahn und die breite Kobalt-Leiterbahn eine minimale Kontaktfläche aufweisen, die sich nahe am Spannungsabgriff befindet. Somit erhöht sich die messbare Spannung. Der blaue Pfeil in Abbildung 5.9 markiert den Bereich, durch den der Strom idealerweise vom Kobalt und das Kupfer fließt.

Abbildung 5.10 zeigt eine modifizierte Geometrie am Beispiel einer Kobalt/Aluminium-



Abb. 5.10: Sekundärelektronenmikroskopische Aufnahme einer modifizierten Probengeometrie: Das durch den blauen Pfeil gekennzeichnete Zusatzstück an der Aluminium-Leiterbahn soll die Querschnittsfläche durch die der spinpolarisierte Strom aus dem Kobalt injiziert wird, minimieren.

Leiterbahnkombination. Hier wurde die Geometrie derart verändert, dass die Querschnittsfläche der Strominjektion in das Kupfer genau definiert ist. Hierbei soll erreicht werden, dass der spinpolarisierte Strom idealerweise mit Hilfe eines Zusatzstückes im Bereich der horizontalen nichtmagnetischen Leiterbahn eingeprägt wird. Aufgrund der zahlreichen Prozessparameter bei der Herstellung ist es bisher nicht gelungen, die Leiterbahnkombination in der Weise herzustellen, dass ausschließlich dieses Zusatzstück die Kobalt- und nichtmagnetische Leiterbahn verbindet, da die Länge dieses Zusatzstückes nicht beliebig gewählt werden kann.

5.3 Ummagnetisierungsverhalten

Die Messung der Spinakkumulation ist eng verknüpft mit der lokalen Orientierung der Magnetisierung innerhalb der ferromagnetischen Leiterbahnen. Um die Widerstandsänderung interpretieren zu können, ist es unerlässlich, die Domänenkonfiguration der Leiterbahn zu untersuchen. Dazu wird die Magnetisierungsverteilung in den Kobalt-Leiterbahnen mit dem Magnetkraftmikroskop untersucht. Unterstützend hierzu werden mikromagnetische Simulationen für derartige Leiterbahnen durchgeführt, um so Informationen über das Schaltverhalten und die lokale Magnetisierung zu erhalten. Für die Untersuchung des Ummagnetisierungsverhaltens der Kobalt-Leiterbahnen werden Magnetowiderstandsmessungen an vergleichbaren Leiterbahnen durchgeführt.

5.3.1 MFM-Untersuchungen

Abbildung 5.11 zeigt im linken Bild eine rasterkraftmikroskopische Aufnahme der mit Hilfe des Schrägbedampfens hergestellten Kobalt- und Kupfer-Leiterbahnen (Layout s. Abb. 5.9). Die Kupfer-Leiterbahnen sind aufgrund ihrer großen Schichtdicke am hellen Kontrast zu erkennen. Die Kobalt-Leiterbahnen zeigen einen dunkleren Kontrast. Man beachte, dass die Leiterbahnen keinerlei Grate aufweisen.

Mit dem vorhandenen Magnetkraftmikroskop kann das Ummagnetisierungsverhalten nicht in-situ untersucht werden. Es ist daher nötig, entsprechende Rückschlüsse auf Ba-



Abb. 5.11: Rasterkraft- und magnetkraftmikroskopische Aufnahmen von Kobalt- und Kupfer-Leiterbahnen. Links: AFM-Aufnahme, mittig und rechts: MFM-Aufnahmen. Das mittlere Bild zeigt die Probe in Remanenz nach longitudinaler Aufmagnetisierung. Im rechten Bild ist die Probe ebenfalls in Remanenz dargestellt, nachdem ein geringes longitudinales Gegenfeld von B = 50 mT angelegt wurde. Die weißen Pfeile markieren Stellen, wo Streufeldkomponenten aus der Probe austreten.

sis von Remanenzaufnahmen zu treffen. Das mittlere Bild in Abbildung 5.11 zeigt die Leiterbahnen, nachdem sie in einem äußeren Magnetfeld von B = -1 T longitudinal aufmagnetisiert wurden. An den Enden der schmalen Kobalt-Leiterbahn (gelbe Pfeile) sind helle und dunkle Pole zu erkennen, da hier das Streufeld aus der Probe aus- bzw. eintritt. Die Leiterbahn befindet sich somit in einem quasi-eindomänigen Zustand, bei dem die Magnetisierung in der Schichtebene und jeweils entlang der langen Leiterbahnachse orientiert ist. In der Abbildung ist nur ein Ende der breiten Kobalt-Leiterbahn gezeigt, das - durch einen Kreis markiert - am dunklen Kontrast in der Mitte des Bildes zu erkennen ist. Auf der gesamten Länge der Leiterbahnen ist das Streufeld senkrecht zur Magnetisierung der MFM-Spitze orientiert und es ist somit kein Kontrast erkennbar. Das rechte Bild in Abbildung 5.11 zeigt die Leiterbahnstruktur, nachdem sie einem Magnetfeld von B = 50 mT ausgesetzt wurde. Dieses Magnetfeld reicht aus, um die breite Kobalt-Leiterbahn umzumagnetisieren, ist aber zu schwach um die Magnetisierung der schmalen Leiterbahn zu beeinflussen. Das Ende der Leiterbahn zeigt nun einen hellen Kontrast, wohingegen der magnetische Zustand der schmalen Leiterbahn erhalten bleibt.

Man berücksichtige, dass zusätzlich zu den oben diskutierten Magnetkontrasten auch ein geringfügiger topografischer Kontrast beobachtet wird. In den Abbildungen lässt sich zudem erkennen, dass auch an den Knicken der Leiterbahnen und an der horizontalen Kobalt-Leiterbahn magnetische Streufeldkomponenten austreten, die in der Abbildung durch weiße Pfeile gekennzeichnet sind. Eine detaillierte Diskussion oder ein Rückschluss auf die Magnetisierungsverteilung ist allerdings nur im Zusammenhang mit Simulationen der Streufeldverteilung und des resultierenden MFM-Signals möglich. Für diese Arbeit sind nur drei Punkte wesentlich, die von den MFM-Aufnahmen verifiziert werden:

- Die Magnetisierung der Kobalt-Leiterbahnen liegt in der Schichtebene und ist entlang der langen Leiterbahnachse orientiert.
- Die breite Kobalt-Leiterbahn hat ein geringeres Koerzitivfeld als die schmale Kobalt-Leiterbahn.
- In dem für die Spinakkumulation relevanten Teil der schmalen Leiterbahn ist die

Magnetisierung *entlang der Leiterbahnachse* orientiert und zudem - je nach äußerem Magnetfeld - *parallel* oder *antiparallel* zur Magnetisierung der breiten Kobalt-Leiterbahn ausgerichtet.

5.3.2 Monte Carlo-Simulationen

Mit Hilfe von Monte Carlo-Simulationen ist es möglich, die Verteilung der magnetischen Momente innerhalb einer Leiterbahn in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfeldes zu simulierten. Die Simulationen wurden von Dipl.-Phys. Robert Wieser aus der Forschungsgruppe der Theoretischen Physik der Universität Duisburg-Essen (Prof. Dr. K.D. Usadel) durchgeführt. Hierbei wurden die Kobalt-Leiterbahnen durch quadratische Zellen mit der Kantenlänge von 10 nm simuliert, was etwa der mittleren Korngröße $\Phi_K = 7$ nm von polykristallinem Kobalt entspricht [44]. Jeder Zelle wird ein magnetisches Moment zugeordnet, dass der Summe aller darin befindlicher Spins entspricht. Die Richtung der magnetischen Momente in der Leiterbahn ist bei B = 0 T zunächst zufällig verteilt. Abbildung 5.12 zeigt Momentaufnahmen einer Monte Carlo-Simulation von Leiterbahnkombinationen, die der Geometrie der schmalen Leiterbahn im Experiment entsprechen. Die Leiterbahnen besitzen eine Schichtdicke von 40 nm, wobei ihre Breite 80 nm (links) bzw. 440 nm (rechts) beträgt. Der Farbkreis zeigt die Orientierung der magnetischen Momente an. Das Magnetfeld ist parallel zur vertikalen Leiterbahn angelegt und wird in 2 mT-Schritten verändert. Die Verteilung der Momente wird mit jeweils 40000 Monte Carlo-Schritten berechnet.

Die magnetischen Momente der schmalen Leiterbahn sind bei einem Magnetfeld von B = -320 mT nahezu vollständig in Magnetfeldrichtung orientiert. Nur in der horizontalen Leiterbahn existieren Momente, die aufgrund der Formanisotropie nicht in Feldrichtung ausgerichtet sind. Diese sind an der grünen bzw. blauen Farbe zu erkennen. Legt man an die Probe ein Gegenfeld von B = 100 mT an, so vergrößert sich die Anzahl der transversalen Momente. Die horizontale Leiterbahn zerfällt in einen Multidomänenzustand und das Ende bildet eine Domäne aus. Zudem bilden sich an den Enden der vertikalen Leiterbahnen Abschlussdomänen. Bei B = 120 mT ist die vertikale Leiterbahn ummagnetisiert. Auf Basis vorangegangener Untersuchungen kann von



Abb. 5.12: Momentaufnahmen einer Monte Carlo-Simulation von Leiterbahn-T-Stücken mit Breiten von 80 nm (links) und 440 nm (rechts). Alle Leiterbahnen besitzen eine Schichtdicke von 40 nm. Der Kreis markiert den Bereich, an dem sich im Experiment die nichtmagnetische Leiterbahn auf Kobalt befindet. Die Orientierung der magnetischen Momente zeigt der Farbkreis an. Das Magnetfeld wurde in der Ebene, parallel zur vertikalen Leiterbahn angelegt (s. Pfeil).

einem Depinning der Abschlussdomänen mit Domänenwandpropagation ausgegangen werden [19,53]. Mit zunehmender Magnetfeldstärke werden nur noch die magnetischen Momente der horizontalen Leiterbahn in Feldrichtung gedreht.

Die breite Leiterbahn in der rechten Spalte zeigt ein ähnliches Ummagnetisierungsverhalten. Man erkennt deutlich, wie - ausgehend von den Leiterbahnenden - die vertikale Leiterbahn ummagnetisiert wird. Jedoch zeigt sich hier ein Übergang zu einem Multi-Domänenzustand während des Ummagnetisierungsprozesses.

Die Simulationen zeigen, dass die Leiterbahnenden als Nukleationszentren für die Um-

magnetisierung dienen und dass die horizontale Leiterbahn keinen Einfluss auf das Ummagnetisierungsverhalten der vertikalen Kobalt-Leiterbahnen hat. Für die Messung der Spinakkumulation ist die Richtung der magnetischen Momente in der Kobalt-Leiterbahn entscheidend. Insbesondere muss die Richtung der Magnetisierung an dem Ort bekannt sein, an dem die nichtmagnetische Leiterbahn auf dem Kobalt liegt. In der verwendeten Geometrie ist dies der Bereich knapp oberhalb der horizontalen Kobalt-Leiterbahn (s. Abb. 5.9 und Kreise in Abb. 5.12). Auf Basis der Monte Carlo-Simulationen ist davon auszugehen, dass die magnetischen Momente in diesem Bereich parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert sind und somit eine definierte Magnetisierungsrichtung der schmalen Leiterbahn für die Messung der Spinakkumulation gegeben ist.

5.3.3 Magnetowiderstandsmessungen

Mit Hilfe vom Magnetowiderstandsmessungen ist es möglich, das Ummagnetisierungsverhalten *einzelner* ferromagnetischer Leiterbahnen zu untersuchen. Der Widerstand ist bei nicht zu großen Magnetfeldern und in Abwesenheit von magnetischen Domänen im wesentlichen durch den Anisotropen Magnetowiderstand gegeben. Hierbei ist der Widerstand abhängig von der relativen Orientierung der magnetischen Momente in der Leiterbahn und der Stromrichtung (vgl. Kap. 2.1.2). Unterstützend durch MFM-Untersuchungen und Monte Carlo-Simulationen kann durch Widerstandsmessung auf die Richtung der Magnetisierung in der Leiterbahn geschlossen werden.

Für die Widerstandsmessung werden Kobalt-Leiterbahnen mit Breiten zwischen 70 nm und 600 nm und einer Länge von 100 μ m mit Hilfe der Zwei-Schritt-EBL hergestellt, die von unten durch Zuleitungen und Kontaktpads aus Platin kontaktiert sind. Dies ist nötig, da die Leiterbahnen nicht wie in Kapitel 5.1.2 durch eine Platin-Abdeckschicht vor Oxidation geschützt sind und somit nicht von oben kontaktiert werden können. Das Platin besitzt eine Schichtdicke von 10 nm und die Schichtdicke der Kobalt-Leiterbahnen beträgt 29 nm. In Abbildung 3.6 in Kapitel 3.3 ist die Probengeometrie schematisch gezeigt. Die Platin-Zuleitungen sind etwa 10 μ m von den Leiterbahnenden entfernt, um Einflüsse von Abschlussdomänen ausschließen zu können. Der Widerstand wird in einer Quasi-Vierpunkt-Geometrie gemessen [44].



Abb. 5.13: Magnetowiderstand in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld für nicht abgedeckte Kobalt-Leiterbahnen verschiedener Breite bei T = 4,2 K. Alle Leiterbahnen besitzen eine Schichtdicke von 29 nm. Die roten Pfeile im ersten Bild zeigen den Messverlauf an.

Die Magnetowiderstandsmessungen werden bei T = 4,2 K und in äußeren Magnetfeldern bis zu B = 300 mT durchgeführt. Das Magnetfeld ist dabei parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert. Aufgrund des hohen Aspektverhältnisses von Leiterbahnlänge zu -breite liegen die Leiterbahnen in einem eindomänigen Zustand vor und die Magnetisierung ist in Remanenz parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert [19]. Abbildung 5.13 zeigt exemplarisch das Magnetowiderstandsverhalten in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld für drei Leiterbahnen verschiedener Breite bei T = 4,2 K. Die roten Pfeile im ersten Bild sollen den Messverlauf verdeutlichen. Vor Beginn der Messung werden die Leiterbahnen in einem Magnetfeld von B = -1 T aufmagnetisiert. Die Messung wird dann in entgegengesetzter Magnetfeldrichtung durchgeführt. Der Widerstand nimmt mit zunehmenden Magnetfeld ab, erreicht bei einer bestimmten Feldstärke - dem Koerzitivfeld \mathbf{B}_c - ein Minimum und steigt danach sprunghaft an. Bei weiterer Erhöhung der Magnetfeldstärke nimmt der Widerstand leicht ab. Bei Reduktion der Magnetfeldstärke nimmt der Widerstand wieder zu, wobei hier kein Minimum beobachtet wird. In der Messung in entgegengesetzter Magnetfeldrichtung zeigt sich qualitativ das gleiche Widerstandsverhalten. Dieses Widerstandsverhalten wird auf der Basis des Anisotropen Magnetowiderstand erklärt. In einem geringen Magnetfeld bilden sich transversale Magnetisierungskomponenten, die zu einer Widerstandsverringerung führen [54]. Gleichzeitig bilden sich Landau-artige Domänen an den Leiterbahnenden, die sich bei der Koerzitivfeldstärke \mathbf{B}_c von den Leiterbahnenden lösen, die Leiterbahn durchlaufen und dabei die magnetischen Momente wieder parallel zur Stromrichtung drehen, so dass der Widerstand auf seinen ursprünglichen Wert ansteigt. Die leichte Abnahme des Widerstandes in großen Magnetfeldern ist darauf zurückzuführen, dass die Leiterbahn nicht exakt parallel zu Magnetfeld ausgerichtet ist [55]. Das Depinning der Abschlussdomänen ist statistisch bedingt. Daher kann sich bei der Koerzitivfeldstärke der Anteil transversaler Magnetisierungskomponenten in der Leiterbahn für unterschiedliche Feldrichtungen unterscheiden, was dazu führt, dass die Widerstandsminima unterschiedlich groß sind. Man beachte, dass der Widerstand der in Abbildung 5.13 dargestellt Leiterbahnen in Remanenz maximal ist. Dieses Verhalten wird für eindomänige Leiterbahnen gefunden, deren Magnetisierung in Remanenz parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert ist [19].

In Abbildung 5.13 ist zu erkennen, dass das Koerzitivfeld mit zunehmender Leiterbahnbreite abnimmt. Abbildung 5.14 zeigt das Koerzitivfeld gemäß $B_c \propto \frac{1}{w}$ von der Leiterbahnbreite abhängt. Diese Abhängigkeit wurde auch in früheren Arbeiten gefunden [19,44]. Der Fehler in der Bestimmung der Leiterbahnbreiten mit dem SEM beträgt nur etwa $\Delta w/w \approx 5\%$. Die Koerzitivfelder können jedoch um bis zu 10% um den Mittelwert streuen. Mit Hilfe der Magnetowiderstandsmessungen wurde noch einmal gezeigt,



Abb. 5.14: Koerzitivfeldstärke in Abhängigkeit der Leiterbahnbreite für 29 nm dicke Kobalt-Leiterbahnen.

dass es möglich ist, eine parallele bzw. antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen zweier benachbarter Kobalt-Leiterbahnen unter Einfluss eines äußeren Magnetfeldes zu erreichen, wenn die Leiterbahnen eine unterschiedliche Breite und somit unterschiedliche Koerzitivfelder besitzen. Zudem erkennt man anhand von Abbildung 5.14, dass die Kobalt-Leiterbahnen reproduzierbar hergestellt und von unten durch Platin kontaktiert werden können, da die Messwerte kaum von dem vorhergesagtem Verlauf abweichen.

5.4 Messung der Spinakkumulation in verschiedenen Metallen

5.4.1 Messung an Kobalt/Kupfer/Kobalt

Abbildung 5.15 zeigt eine rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer Leiterbahnstruktur, bestehend aus zwei Kobalt- und zwei Kupfer-Leiterbahnen. Die Leiterbahnen wurden von unten durch Platin-Leiterbahnen kontaktiert. Der Abstand zwischen den Kobalt- bzw. Kupfer-Leiterbahnen beträgt 280 nm und der horizontale Versatz zwischen der beiden Strukturen ist 300 nm. In dem Bereich, wo die horizontale Kupfer-Leiterbahn auf dem Kobalt liegt, besitzt die schmale Kobalt-Leiterbahn eine Breite von etwa 110 nm. Die breite Kobalt-Leiterbahn ist etwa 300 nm breit.

Abbildung 5.16 zeigt die Messung der Spinakkumulation an einer vergleichbaren Struktur. Hier ist der Widerstand in Abhängigkeit des äußeren Magnetfeld bei T = 4,2 K aufgetragen. Die roten Pfeile zeigen den Messverlauf an. Die schwarzen Pfeile sollen schematisch die relative Orientierung der Magnetisierung der Kobalt-Leiterbahnen dar-



Abb. 5.15: SEM-Aufnahme einer Probe zur Messung der Spinakkumulation. Die Kobalt- und Kupfer-Leiterbahnen wurden von unten durch Platin-Leiterbahnen kontaktiert.

stellen. Ein hoher Strom von I = 3 mA ist nötig, um eine ausreichende Menge polarisierter Elektronen in das Kupfer zu injizieren, damit die Spinakkumulation messbar ist. Die ferromagnetischen Leiterbahnen werden vor Beginn der Messung in einem Magnetfeld von B = - 1 T longitudinal aufmagnetisiert. Anschließend wird der Widerstand in Gegenrichtung in 2 mT-Schritten bis B ≈ 200 mT gemessen. Bei B = 0 T ist ein Widerstand von R = 62,28 m Ω messbar. Wird das Magnetfeld vergrößert, so erkennt man einen sprunghaften Anstieg des Widerstandes bis auf ein Maximum von R = 62,5 m Ω bei B = 60 mT, wenn sich die Magnetisierungen der Leiterbahnen antiparallel ausgerichtet haben. Über einen weiten Bereich bleibt der Widerstand in erster Näherung konstant und sinkt erst auf seinen ursprünglichen Wert, wenn die schmale Leiterbahn



Abb. 5.16: Messung der Spinakkumulation in Kupfer. Die roten Pfeile zeigen den Messverlauf an. Die schwarzen Pfeile symbolisieren die Orientierung der Magnetisierung der Kobalt-Leiterbahnen. $B_{c,theo}$ sind die mit Hilfe vom Magnetowiderstandsmessungen (Kap. 5.3.3) bestimmten Koerzitivfelder vergleichbarer einzelner Leiterbahnen.

bei B = 113 mT ummagnetisiert. Bei weiterer Erhöhung der Magnetfeldstärke bleibt der Widerstand nahezu konstant. Verringert man das Magnetfeld, so verändert sich der Widerstand nicht, da keine der beiden Leiterbahnen ummagnetisiert. Wird das Magnetfeld in Gegenrichtung angelegt und der Messzyklus wiederholt, ergibt sich ein ähnliches Widerstandsverhalten. Der Widerstand ist maximal bei antiparalleler Orientierung der Magnetisierung der Leiterbahnen und minimal bei paralleler Ausrichtung.

Der leichte Anstieg des Widerstandes zu kleineren Magnetfeldern hin kann darauf zurückgeführt werden, dass in Remanenz die magnetischen Momente in beiden Leiterbahnen nicht exakt parallel ausgerichtet sind. Zudem ist in der Messung ein kontinuierlicher Widerstandsanstieg bei kleinen Magnetfeldern, bevor die breite Leiterbahn ummagnetisiert ($B \le \pm 40 \text{ mT}$), zu erkennen. Dieser kann auf eine Bildung transversaler Magnetisierungskomponenten in der breiten Kobalt-Leiterbahn im Bereich, wo die Kupfer-Leiterbahn auf dem Kobalt liegt, zurückgeführt werden und entspricht den Ergebnissen der Monte Carlo-Simulationen (vgl. Kap. 5.3.2). Bei der Ummagnetisierung der schmalen Leiterbahn ist dieses Verhalten nicht zu beobachten (vgl. auch Kap. 5.3.2). Im Gegensatz zur breiten Leiterbahn magnetisiert diese in einem sehr kleinen Feldbereich von $\Delta B = 4 \text{ mT}$ um.

Mit Hilfe der in Kapitel 5.3.3 gefundenen Abhängigkeit des Koerzitivfeldes B_c von der Leiterbahnbreite w kann das Koerzitivfeld der beiden Leiterbahnen berechnet werden. Für die 110 nm breite Leiterbahn ergibt sich ein Koerzitivfeld von 128 mT, während sich für die 300 nm breite Leiterbahn ein Koerzitivfeld von 53 mT folgt. In Abbildung 5.16 kann ein mittleres Koerzitivfeld von 129 mT bzw. 48 mT abgelesen werden. Die gemessenen Koerzitivfelder der komplexen Leiterbahnstruktur stimmen demzufolge gut mit den an einzelnen Leiterbahnen bestimmten Koerzitivfeldstärken überein, insbesondere wenn man die Unterschiede im Probenlayout berücksichtigt.

Man beachte, dass durch Gegebenheiten der Datenpunktaufnahme (Messung mit positiven und negativen Stromrichtungen und Mittelung der Widerstände, s. Kap. 3.4) der hier dargestellte Effekt nur der *halben* durch die Spinakkumulation bewirkten Widerstandsänderung entspricht (vgl. auch Kap. 5.1.2). Wird dies berücksichtigt, so wird eine Widerstandsänderung von $\Delta R = 490 \ \mu\Omega$ gemessen, was einer Spannungsänderung von $\Delta U = 1,47 \ \mu$ V entspricht. Im Vergleich zu der Messung in Kapitel 5.1.2 erkennt man deutlich, dass mit Hilfe des Schrägbedampfens das Signal-Rausch-Verhältnis deutlich verbessert werden konnte. Offensichtlich stellt die in einen einzelnen Aufdampfvorgang hergestellte Grenzfläche zwischen Kobalt und Kupfer einen sehr guten Kontakt zwischen beiden Metallen dar, der nur noch ein Rauschen von etwa 10 $\mu\Omega$ bzw. 90 nV verursacht, im Vergleich zu 50 $\mu\Omega$ bei der Herstellung der Proben mittels Zwei-Schritt-EBL.

Im Gegensatz zu der in Kapitel 5.1.2 vorgestellten Messung der Spinakkumulation kann aber nun die Spindiffusionslänge nicht mehr exakt bestimmt werden, da aufgrund des großen Überlapps zwischen der schmalen Kupfer-Leiterbahn und der breiten Kobalt-Leiterbahn der Bereich, wo der polarisierte Strom in das Kupfer eintritt, unbestimmt ist (s. Inset in Abb. 5.15). Somit kann auch nicht der zur Berechnung der Spindiffusionslänge nötige Abstand L zwischen ferromagnetischer Injektorelektrode und Detektorelektrode angegeben werden. Es ist jedoch möglich, die Spindiffusionslänge in dieser Probengeometrie abzuschätzen, indem man annimmt, dass der Strom entweder komplett über den oberen Bereich der schmalen Kupfer-Leiterbahn abfließt (rote Pfeile in Abb. 5.17) oder dass er an der Position der horizontalen Kupfer-Leiterbahn in das Kupfer eingeprägt wird (blaue Pfeile in Abb. 5.17). Bei gegebener Widerstandsänderung ist die Spindiffusionslänge maximal, wenn man annimmt, dass der Strom über den oberen



Abb. 5.17: SEM-Aufnahme einer Probe zur Messung der Spinakkumulation. Für die Abschätzung der Polarisation der Grenzschicht werden zwei Grenzfälle angenommen: Der Strom fließt entweder über den oberen Bereich der Kupfer-Leiterbahn (rot gekennzeichnet) oder er wird im Bereich der horizontalen Kupfer-Leiterbahn in das Kupfer injiziert (blau gekennzeichnet).

Bereich der Kupfer-Leiterbahn abfließt. Die Widerstandsänderung ist durch folgende

Gleichung gegeben [11,31]:

$$\Delta R = P_{int}^2 \cdot \frac{l_S^{Cu}}{\sigma_{Cu}A} \cdot \exp(-L/2l_S^{Cu}) \tag{17}$$

Mit $\sigma_{Cu} = 7, 1 \cdot 10^7 \, (\Omega m)^{-1}$ [31], A = 7, 1 · 10³ nm², P_{int} = 2 % [7] und L_{max} = 1,4 µm folgt für $l_{S,max}^{Cu}$:

$$l_{S,max}^{Cu} = (1, 1 \pm 0, 3) \ \mu m \tag{18}$$

Die berechnete Spindiffusionslänge ist mit einem relativ großen Fehler behaftet, da insbesondere die Querschnittsfläche A des Kupfers, in das der polarisierte Strom eingeprägt wird, nicht genau genug bestimmt werden kann.

 $L_{min} = 280$ nm ist der Abstand der beiden ferromagnetischen Elektroden für den Fall, dass der Strom - wie in Abbildung 5.17 mit blauen Pfeilen gekennzeichnet - vom Kobalt in das Kupfer fließt. Damit folgt als die untere Grenze der Spindiffusionslänge $l_{S,min}^{Cu}$:

$$l_{S,min}^{Cu} = (0,75\pm0,2) \ \mu m \tag{19}$$

Die Spindiffusionslänge beträgt also zwischen 750 nm und 1100 nm und ist damit vergleichbar mit dem Wert, der in der Literatur gefunden wird [7,31]. Im Vergleich zur der im Kapitel 5.1.2 vorgestellten Messung ist hier die Spindiffusionslänge deutlich größer. Durch den verbesserten Kontakt und durch den Verzicht auf eine Platin-Abdeckschicht vergrößert sich offenbar die Polarisation der Grenzschicht zwischen Kobalt und Kupfer. Die Messungen zeigen, dass mit Hilfe des Schrägbedampfens die Grenzfläche zwischen den Kobalt- und den Kupfer-Leiterbahnen deutlich verbessert werden kann und somit das Rauschen auf ein Fünftel, verglichen zur Messung mit konventioneller Geometrie (Kap. 5.1.2), reduziert wird. Zudem ist die Polarisation der Grenzschicht und die damit verbundene Widerstandsänderung durch die Vermeidung der Platin-Abdeckschicht deutlich größer.

5.4.2 Messung an Kobalt/Aluminium/Kobalt

Abbildung 5.18 zeigt eine Leiterbahnstruktur, an der die Spinakkumulation in Aluminium gemessen wurde. Die schmale Kobalt-Leiterbahn weist eine Breite von 180 nm auf. Die breite Kobalt-Leiterbahn ist 350 nm breit. Für die schmale Leiterbahn erwartet man



Abb. 5.18: SEM-Aufnahme einer Probe zur Messung der Spinakkumulation. Die Kobalt- und Aluminium-Leiterbahnen wurden von unten durch Platin-Leiterbahnen kontaktiert.

somit ein Koerzitivfeld von 85 mT. Die beiden Kobalt- bzw Aluminium-Leiterbahnen besitzen hier einen Abstand von 250 nm und beide Strukturen haben einen horizontalen Versatz von 280 nm. Abbildung 5.19 zeigt die Messung der Spinakkumulation an dieser Struktur. Auch hier wurde der Widerstand bei T = 4,2 K und bei einem Strom von I = 3 mA in Abhängigkeit des äußeren Magnetfeldes bestimmt.

Die durch die Spinakkumulation verursachte Widerstandsänderung ist auch hier deutlich sichtbar und es zeigt sich ein ähnliches Widerstandsverhalten wie bei der Messung in Kapitel 5.4.1. Es wird ein kontinuierlicher Widerstandsanstieg bei kleinen Magnetfeldern beobachtet, der auf die Bildung transversaler Magnetisierungskomponenten in der breiten Kobalt-Leiterbahn zurückzuführen ist. Die Abwesenheit eines Plateaus im Widerstand in beiden Magnetfeldrichtungen deutet darauf hin, dass hier eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung nur in einem sehr kleinen Magnetfeldbereich ($\Delta B < 2 \text{ mT}$) gegeben ist. Offensichtlich liegen das Koerzitivfeld der schmalen Leiterbahn und das Koerzitivfeld der breiten Leiterbahn sehr dicht beieinander. In der Widerstandsmes-



Abb. 5.19: Messung der Spinakkumulation in Aluminium.

sung in Abbildung 5.19 lässt sich ein mittleres Koerzitivfeld von $B_c = 60 \text{ mT}$ für die schmale Leiterbahn ablesen. Das entspricht dem Koerzitivfeld für eine 260 nm breite Leiterbahn. In Abbildung 5.18 erkennt man, dass in dieser Geometrie die schmale Kobalt-Leiterbahn im unteren Bereich breiter ist als im oberen Bereich, in dem die horizontale Aluminium-Leiterbahn auf dem Kobalt liegt. Aus früheren Arbeiten ist bekannt, dass in Leiterbahnkombinationen, bestehend aus einer breiten und einer schmalen Leiterbahn, die breite Leiterbahn ein Nukleationszentrum für die schmale Leiterbahn darstellt, so dass deren Koerzitivfeld verringert wird [56]. Die Leiterbahnbreite im unteren Bereich beträgt 240 nm und könnte somit für ein "vorzeitiges" Ummagnetisieren der schmalen Leiterbahn verantwortlich sein. Das Koerzitivfeld der breiten Leiterbahn kann in dieser Messung nicht genau bestimmt werden.

In dieser Messung wird eine Widerstandsänderung von 340 $\mu\Omega$ durch antiparallele Aus-
richtung der Magnetisierung im Vergleich zu paralleler Orientierung beobachtet. Mit Hilfe von Gleichung (15) lässt sich eine obere und untere Grenze für die Spindiffusionslänge in Aluminium angeben. Mit $\sigma_{Al} = 8 \cdot 10^7 (\Omega m)^{-1}$ [31], A = 12, 8 · 10³ nm², P_{int} = 2% und L_{max} = 1,3 µm bzw. L_{min} = 250 nm folgt für die Spindiffusionslänge:

$$l_{S,max}^{Al} = (1, 4 \pm 0, 4) \ \mu m \qquad l_{S,min}^{Al} = (1, 0 \pm 0, 3) \ \mu m \tag{20}$$

Auch hier ist Spindiffusionslänge etwa so groß wie der Wert, der in der Literatur gefunden wird (vgl. Tab. 2.1).

5.4.3 Messung an Kobalt/Gold/Kobalt

Aus der Literatur ist bekannt, dass die Spindiffusionslänge aufgrund von hoher Spin-Bahn-Streuung in Gold besonders klein ist [51] (vgl. auch Tab. 2.1). Trotzdem wurde in dieser Arbeit versucht, die Spinakkumulation auch in Gold nachzuweisen.



Abb. 5.20: SEM-Aufnahme einer Probe zur Messung der Spinakkumulation. Die Kobalt- und Gold-Leiterbahnen wurden von unten durch Platin-Leiterbahnen kontaktiert.

In Abbildung 5.20 ist eine Leiterbahnstruktur aus Kobalt und Gold dargestellt, an der die folgende Untersuchung zur Spinakkumulation durchgeführt wurde. In dieser Geometrie wurde der Überlapp zwischen dem Kobalt und dem Gold so weit verkleinert, dass der Strom im wesentlichen in einem Bereich in die Gold-Leiterbahn fließt, der sich nahe am Spannungsabgriff befindet (s. Inset). Die schmale Kobalt-Leiterbahn ist am Ort der horizontalen Gold-Leiterbahn 160 nm breit und sollte somit ein Koerzitivfeld von $B_c = 90$ mT besitzen. Die breite Kobalt-Leiterbahn ist 300 nm breit.

Abbildung 5.21 zeigt die Messung der Spinakkumulation in Gold bei T = 4,2 K und bei einem Strom von I = 3 mA. Die Messkurve zeigt einen komplexen Verlauf, wobei die eingezeichneten Hilfslinien den Kurvenverlauf verdeutlichen. Das Widerstandsverhalten ist für diese Probe reproduzierbar und wird in ähnlicher Weise auch bei ande-



Abb. 5.21: Messung der Spinakkumulation in Gold. Das Ummagnetisieren der schmalen Kobalt-Leiterbahn ist von einer Bildung einer Domänenwand begleitet.

ren Kobalt/Gold-Leiterbahnstrukturen beobachtet. Das Koerzitivfeld B_{c2} der schmalen Kobalt-Leiterbahn entspricht dem erwarteten Koerzitivfeld, dass aus der in Kapitel 5.3.3 gefundenen Abhängigkeit für vergleichbare Leiterbahnen berechnet wurde. Das Koerzitivfeld B_{c1} der breiten Leiterbahn kann anhand der Messkurve nicht genau bestimmt werden. Wie in der Messung in Kapitel 5.4.2 wird auch hier in negativer Magnetfeldrichtung kein Plateau des Widerstandes beobachtet, was darauf deutet, dass die Koerzitivfelder der schmalen und der breiten Kobalt-Leiterbahn sehr dicht beieinander liegen. Im Gegensatz dazu, lässt sich in positiver Magnetfeldrichtung ein Plateau erkennen, dass auf eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen der Leiterbahnen deutet. Zudem fällt in Abbildung 5.21 auf, dass in negativer Magnetfeldrichtung die Widerstandsabnahme beim Übergang von einer antiparallelen zu einer parallelen Orientierung der Magnetisierungen der Leiterbahnen eine Stufe aufweist. Es wird vermutet, dass die Stufe im Widerstand auf das Pinning einer Domäne in der schmalen Kobalt-Leiterbahn im Bereich der horizontalen Gold-Leiterbahn zurückzuführen ist. In dieser Domäne sind die magnetischen Moment nicht parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert, so dass sich insgesamt keine parallele Ausrichtung der Magnetisierungen der Leiterbahnen und somit auch kein Minimum im Widerstand ergibt. Auch die Asymmetrie in der Größe des Widerstandes für die jeweilige Magnetfeldrichtungen kann mit der Annahme von Domänenbildung erklärt werden. In der Literatur wird ebenfalls von solch einem hysteretischen Widerstandsverhalten durch Domänenbildung in ferromagnetischen Leiterbahnen berichtet [52]. Der Grund, warum nur in einer Magnetfeldrichtung ein Plateau zu erkennen ist und warum dieser asymmetrische Kurvenverlauf insbesondere bei Kobalt/Gold-Leiterbahnsystemen beobachtet wird, ist bisher nicht verstanden.

Trotz des komplexen Widerstandsverhaltens kann die Spinakkumulation in Gold nachgewiesen werden. Aufgrund des geringen Überlapps zwischen der breiten Kobalt-Leiterbahn und der schmalen Gold-Leiterbahn und dem guten Kontakt zwischen beiden Metallen, der eine hohe Polarisation in der Grenzschicht bewirkt, ist die Spinakkumulation auch mit der geringen Spindiffusionslänge in Gold messbar. Aufgrund des Kurvenverlaufs ist es jedoch nicht möglich, die Widerstandsänderung und somit auch die Spindiffusionslänge genau anzugeben. Auf die quantitative Auswertung der Spinakkumulation in Gold wird daher verzichtet.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem elektronischen Transport in hybriden, lateral strukturierten ferromagnetischen/nichtmagnetischen Leiterbahnen. Ziel war es, die Spinakkumulation in verschiedenen nichtmagnetischen Metallen wie Kupfer, Aluminium und Gold nachzuweisen und die Spindiffusionslänge quantitativ zu bestimmen.

Hierzu wurden Leiterbahnen mit Hilfe hochauflösender Elektronenstrahllithografie mit Lift-off Technik hergestellt. Durch Optimierung der Prozessparameter der EBL ist es gelungen, laterale Leiterbahnkombinationen aus Platin-abgedeckten Kobalt-Leiterbahnen und Kupfer-Leiterbahnen in einer sogenannten *nichtlokalen* Geometrie herzustellen. Die strukturelle Charakterisierung wird mit dem Rasterelektronenmikroskop durchgeführt. Transmissionselektronenmikroskopische Untersuchungen an vergleichbaren Kobalt-Leiterbahnen zeigen, dass sie eine polykristalline Struktur aufweisen in der keine Textur zu erkennen ist. Daher kann man davon ausgehen, dass magnetokristalline Anisotropiebeiträge eine untergeordnete Rolle spielen. MFM-Untersuchungen zeigen, dass die in dieser Arbeit hergestellten Kobalt-Leiterbahnen im remanenten Zustand eindomänig sind und die Magnetisierung parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert ist.

Die Spinakkumulation nimmt exponentiell mit dem Abstand zur ferromagnetischen Injektorelektrode im nichtmagnetischen Material ab. Daher muss der Abstand zwischen Injektorelektrode und Detektorelektrode so klein wie möglich gewählt werden. Mittels einer EBL-hergestellten speziellen Lackstruktur ist es gelungen, Kobalt-Leiterbahnen mit einem minimalen Abstand von 40 nm herzustellen.

Die Widerstandsmessungen wurden in einem ⁴He-Badkryostaten bei T = 4,2 K und bis zu einer Magnetfeldstärke von B = 300 mT durchgeführt. Die ersten Experimente wurden an einer 130 nm breiten und 60 nm dicken Kupfer-Leiterbahn durchgeführt, wobei Platin-abgedeckte Kobalt-Leiterbahnen mit einem Abstand von 190 nm als Injektor und Detektor dienen. Die Spinakkumulation wird *nichtlokal* gemessen, so dass andere Magnetowiderstandsbeiträge in erster Näherung vernachlässigt werden können. Allerdings zeigen die Messung hier ein Rauschen, das im Bereich der durch die Spinakkumulation verursachten Widerstandsänderung liegt. Das Rauschen kann auf einen nicht optimalen Kontakt zwischen dem Kobalt und dem Kupfer zurückgeführt werden. Zusätzlich wird der spinpolarisierte Strom vom Kobalt in das Kupfer durch das spinstreuende Platin beeinflusst.

Um auf die Platin-Schutzschicht der Kobalt-Leiterbahnen verzichten zu können und um einen besseren Kontakt zwischen dem Kobalt und dem Kupfer zu erhalten, wurde das Verfahren des Schrägbedampfens bei der Herstellung der Leiterbahnstrukturen angewendet. Hierbei wurden die beiden Kobalt-Leiterbahnen und die nichtmagnetischen Leiterbahnen nacheinander in *einem* Aufdampfvorgang hergestellt. Die Leiterbahnstrukturen werden von unten durch nichtmagnetische Platin- und Gold-Leiterbahnen kontaktiert, was eine Positionierung der Probe besser als 30 nm verlangt. Durch Schrägbedampfen kann der Kontakt zwischen den Kobalt- und Kupfer-Leiterbahnen deutlich verbessert werden, so dass das Rauschen deutlich reduziert werden konnte.

MFM-Untersuchungen an der Leiterbahngeometrie zeigen, dass die Kobalt-Leiterbahnen in Remanenz in einem quasi-eindomänigen Zustand vorliegen und die Magnetisierung in der Schichtebene und jeweils entlang der langen Leiterbahnachse orientiert ist. Dieses Verhalten lässt sich auch aus dem Widerstandsverhalten bei Magnetowiderstandsmessungen an vergleichbaren Kobalt-Leiterbahnen ablesen. Insbesondere ist die Magnetisierung der schmalen Leiterbahn in dem Bereich, der für die Spinakkumulation relevant ist, so orientiert, dass eine parallele und antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen der ferromagnetischen Leiterbahnen bei Anlegen eines longitudinalen Magnetfeldes erreicht werden kann. Mit Hilfe von Monte Carlo-Simulationen wurde die Verteilung der magnetischen Momente während eines Ummagnetisierungszykluses berechnet. In dem für die Messung der Spinakkumulation entscheidenden Bereich der schmalen Leiterbahn wird eine Bildung von Domänen wird nicht erwartet. Zusätzlich wird das Ummagnetisierungsverhalten vergleichbarer einzelner Kobalt-Leiterbahnen mit Hilfe von longitudinalen Magnetowiderstandsmessungen untersucht. Beim Ummagnetisierungsvorgang bilden sich in der Leiterbahn transversale Komponenten der Magnetisierung aus, die auf Basis des AMR - zu einer Widerstandsverringerung führen. In Übereinstimmung mit Monte Carlo-Simulationen kommt es dabei gleichzeitig zur Bildung von Domänen an der Leiterbahnenden, die sich beim Koerzitivfeld lösen, durch die Leiterbahn propagieren und diese dabei ummagnetisieren. Hierbei zeigt sich eine Abnahme des Koerzitivfeldes mit zunehmender Leiterbahnbreite. Somit kann unter Einfluss eines Magnetfeldes die Magnetisierungen der Kobalt-Leiterbahnen von paralleler Ausrichtung zu antiparalleler Ausrichtung verändert werden.

Die Spinakkumulation kann in allen verwendeten nichtmagnetischen Metallen nachgewiesen werden. Zudem können die Magnetfeldstärken, bei denen sich der Widerstand abrupt ändert, als Koerzitivfelder der schmalen und breiten Leiterbahnen identifiziert werden. Mit der verwendeten Leiterbahnkombination ist eine exakte Bestimmung der Spindiffusionslänge nicht möglich, da der Abstand zwischen den beiden ferromagnetischen Elektroden und das Volumen des Nichtmagneten, in das der polarisierte Strom eingeprägt wird, nicht genau bestimmt werden kann. Aus der Größe der Widerstandsänderung und unter Verwendung einer typischen Polarisation der Grenzschicht zwischen Ferromagnet und Nichtmagnet lässt sich jedoch eine obere und untere Grenze für die Spindiffusionslänge angeben. Die berechneten Spindiffusionslängen im Kupfer und im Aluminium entsprechen den Werten, die in der Literatur gefunden werden. In Gold lässt sich die Spinakkumulation zwar nachweisen, jedoch ist aufgrund des komplexen Widerstandsverhaltens eine quantitative Auswertung und eine Bestimmung der Spindiffusionslänge nicht möglich.

Für eine weitere Verbesserung der Struktur wurde eine Geometrie entwickelt, die es erlaubt, einen spinpolarisierten Strom über eine definierte Querschnittsfläche in das nichtmagnetische Material einzuprägen und dabei die Spannung simultan in verschiedenen Abständen zur Injektorelektrode zu messen. Damit ist es möglich, die Spindiffusionslänge absolut zu bestimmen, ohne auf Werte aus der Literatur - wie zum Beispiel die Polarisation der Grenzschicht - zurückzugreifen.

Literatur

- M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. 61, 2472, (1988)
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, Phys. Rev. B 39, 4828, (1989)
- [3] N. F. Mott, Adv. Phys., **13**, 325, (1964)
- [4] M. Kläui, P. O. Jubert, R. Allenspach, A. Bischof, J. A. C. Bland, G. Faini, U. Rüdiger, C. A. F. Vaz, L. Vila, C. Vouille, Phys. Rev. Lett. 95, 026601, (2005)
- [5] C. K. Lim, T. Devolder, C. Chappert, J. Grollier, V. Cros, A. Vaurés, A. Fert, G. Faini, Appl. Phys. Lett. 84, 2820, (2004)
- [6] A. G. Aronov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 24, 37, (1976), Sov. Phys. JETP Lett.
 24, 32, (1976)
- [7] F. J. Jedema, A. T. Filip and B. J. van Wees, Nature (London) 410, 345, (2001)
- [8] M. AlHajDarwish, M. Kurt, S. Urazhdin, A. Fert, R. Loloee, W. P. Pratt, J. Bass, Phys. Rev. Lett. 93, 157203, (2004)
- [9] J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic, J. M. George, H. Jaffeès and A. Fert, Appl. Phys. Lett. 78, 3663, (2001)
- [10] M. Johnson, R. H. Silsbee, Phys. Rev. Lett. 55, 1790, (1985)
- [11] F. J. Jedema, H. B. Heersche, A. T. Filip, J. J. A. Baselmans and B. J. van Wees, Nature (London) 416, 713, (2002)
- [12] A. Fert, J. M. George, H. Jaffres, G. Faini, J. Phys. D: Appl. Phys., 35, 2443, (2002)
- [13] T. Kimura, J. Hamrle, Y. Otani, Phys. Rev. B 72, 014461, (2005)
- [14] H. Ibach, H. Lüth, *Festkörperphysik*, 6. Auflage, Springer Verlag, (2002)
- [15] K. L. Chopra, *Thin Film Phenomena*, McGraw-Hill Book Company New York, (1969)

- [16] J. L. Olsen, *Electron transport in metals*, New York-London, (1962)
- [17] T. G. McGuire and R. I. Potter, IEEE Trans. Magn., **11**(4), 1019, (1975)
- [18] S. Tumanski, Thin film magnetoresistive sensors, Institute of Physics (IoP), (2001)
- [19] B. Hausmanns, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, (2003)
- [20] G. Dumpich, T. P. Krome, B. Hausmanns, J. Magn. Magn. Mat. 248, 241, (2002)
- [21] B. Hausmanns, T. P. Krome, G. Dumpich, E. F. Wassermann, D. Hinzke, U. Nowak,
 K. D. Usadel, J. Magn. Magn. Mat. 240, 297, (2002)
- [22] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, H. Sowers, Phys. Rev. Lett. 57, 2442, (1986)
- [23] A. Fert, C. Vouille in: Magnetische Schichtsysteme, 30. Ferienkurs des IFF 1999, FZ Jülich
- [24] P. Zahn, J. Binder, I. Mertig, R. Zeller, P. H. Dederichs, Phys. Rev. Lett. 80, 4309, (1998)
- [25] S. Dubois, L. Piraux, J. M. George, K. Ounadjela, J. L. Duvail, A. Fert, Phys. Rev. B 60, 477, (1999)
- [26] J. Hamrle, T. Kimura, T. Yang and Y. Otani, Phys. Rev. B 71, 094434, (2005)
- [27] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, T. Shinjo, Phys. Rev. Lett.
 92, 077205, (2004)
- [28] Y. Chen, Y. Lin, D. Chen, Y. Yeo, S. Lee, Y. Liou, J. Appl. Phys. 97, 10J703, (2005)
- [29] A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G. E. W. Bauer, J. Magn. Magn. Mat. 272-276, 1981, (2004)
- [30] M. Johnson, Phys. Rev. Lett. **70**, 2142, (1993)
- [31] F. J. Jedema, M. S. Nijboer, A. T. Filip and B. J. van Wees, Phys. Rev. B 67, 085319, (2003)

- [32] S. Hershfield and L. H. Zhao, Phys. Rev. B 56, 3296, (1997)
- [33] J. Grollier, P. Boulenc, V. Cros, H. Hamzić, A. Vaurés, A. Fert, G. Faini, Appl. Phys. Lett. 83, 509, (2003)
- [34] T. Kimura, J. Hamrle, Y. Otani, K. Tsukagoshi, Y. Aoyagi, Appl. Phys. Lett. 85, 3795, (2004)
- [35] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit and D. Mauri, Phys. Rev. B 43, 1297, (1991)
- [36] J. A. Katine, F. J. Albert and R. A. Buhrman, Phys. Rev. Lett. 84, 3149, (2000)
- [37] J. Grollier, V. Cros, H. Jaffès, A. Hamzic, J. M. George, G. Faini, J. Ben Youssef,
 H. Le Gall and A. Fert, Phys. Rev. B 67, 174402, (2003)
- [38] J. Guo and M. B. A. Jalil, Phys. Rev. B **71**, 224408, (2005)
- [39] F. J. Albert, J. A. Katine, R. A. Buhrman, D. C. Ralph, Appl. Phys. Lett. 77, 3809, (2000)
- [40] W. C. Chiang, C. Ritz, K. Eid, R. Loloee, W. P. Pratt, Jr. and J. Bass, Phys. Rev. B 69, 184405, (2004)
- [41] B. Stahlmecke, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, (2002)
- [42] M. Brands, O. Posth, G. Dumpich, Superlattices and Microstructures 37, 380, (2005)
- [43] H. Weinforth, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, (2003)
- [44] M. Brands, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, (2005)
- [45] I. A. Watt, *Electron Microscopy*, 2. Auflage, Cambridge University Press, (1997)
- [46] Magnetic and Electric Force (MFM and EFM) Imaging with SPMs Phase and Amplitude Detection Techniques, Digital Instruments Support Note 201, Rev. B, 3
- [47] A. Carl, Diplomarbeit, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, (1987)

- [48] M. Brands, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, (2003)
- [49] M. Johnson, J. Magn. Magn. Mat. **140-144**, 21, (1995)
- [50] E. A. Dobisz, C. R. Marrian, R. E. Salvino, M. A. Ancona, F. K. Perkins, N. H. Turner, J. Vac. Sci. Technol. B 11, 2733, (1993)
- [51] T. Kimura, J. Hamrle, Y. Otani, IEEE, to be published
- [52] M. Zaffalon and B. J. van Wees, Phys. Rev. Lett. **91**, 186601, (2003)
- [53] D. Hinzke, Dissertation, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, (2002)
- [54] M. Brands, B. Leven, G. Dumpich, J. Appl. Phys. 97, 114311, (2005)
- [55] M. Brands, R. Wieser, D. Hinzke, G. Dumpich, Phys. Rev. B, submitted (2005)
- [56] M. Brands, G. Dumpich, J. Phys. D: Appl. Phys., 38, 822, (2005)

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle ganz herzlich bei Herr Prof. Dr. M. Farle für die Unterstützung und Förderung dieser Arbeit bedanken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. G. Dumpich für seine sehr gute Betreuung bei dieser Arbeit, seine ständige Diskussionsbereitschaft und die Motivation zu Vorträgen. Außerdem möchte ich mich für kritische Durchsicht dieses Manuskripts bedanken.

Herrn Dipl.-Phys. M. Brands danke ich besonders für die zahlreichen Diskussionen mit vielen Tips und Anregungen, die mir sehr weitergeholfen haben. Zudem danke ich noch für die sorgfältige Durchsicht dieser Arbeit.

Ich bedanke mich bei Herrn PD Dr. A. Carl für die vielen Diskussionen, die mir bei der Interpretation der Messergebnisse sehr geholfen haben und für die wertvollen Ratschläge im Laufe der Arbeit.

Herrn Dipl.-Phys. B. Stahlmecke danke ich für die technische Unterstützung am Rasterelektronenmikroskop und für hilfreiche Ratschläge.

Ich danke zudem Dipl.-Phys. T. Kebe für die ausführliche Einweisung am Rasterkraftmikroskop.

Herrn Dipl.-Phys. C. Hassel und Frau cand. Phys. M. Hartmann danke ich für zahlreiche und wertvolle Diskussionen sowohl fachlicher als auch privater Natur und für die vielfach an mich abgetretene Zeit am SEM. Und einen ganz großen Dank für die nette Atmosphäre im Büro und für die Durchsicht dieser Arbeit.

Herrn Dipl.-Ing. FH H. Zähres danke ich für die Hilfestellung bei technischen Problemen und Herrn Dipl.-Phys.-Ing. Vennemann für die Unterstützung, wenn es um die Hard- und Software des Rechners ging. Herrn W. Kunze danke ich für die Herstellung der hochreinen Aufdampfquellen und für die gute Versorgung mit Helium. Für schnelle durchgeführte Werkstattarbeiten möchte ich Herrn D. Schädel danken. Allen Mitarbeitern der Experimentalphysik, die hier nicht namentlich genannt sind möchte ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre danken.

Ich möchte ganz besonders Herrn Dipl.-Phys. R. Wieser aus der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. K. D. Usadel für die Monte Carlo-Simulationen danken, die sehr wertvoll für meine Arbeit sind.

Mein ganz besonderer Dank gilt meiner Familie für die finanzielle Unterstützung und die Toleranz, die sie während der Arbeit für mich aufgebracht haben.

Ein besonderer Dank geht an meine Freundin Therese für ihre Unterstützung und für das Verständnis, wenn ich insbesondere in den letzten Wochen wenig Zeit für sie hatte.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln der DFG im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 491 gefördert.

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und Zitate kenntlich gemacht habe. Es wurden nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt.

Duisburg, den 27. Oktober 2005

(Oliver Posth)